



L'étude de performances d'une nouvelle technique d'imagerie flash laser : l'imagerie flash laser mosaïque

Emmanuelle Thouin

► To cite this version:

Emmanuelle Thouin. L'étude de performances d'une nouvelle technique d'imagerie flash laser : l'imagerie flash laser mosaïque. Optique / photonique. Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)², 2015. Français. NNT: . tel-01297338

HAL Id: tel-01297338

<https://hal.science/tel-01297338>

Submitted on 4 Apr 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

Présentée et soutenue le *vendredi 25 septembre 2015* par :

EMMANUELLE THOUIN

**L'étude de performances d'une nouvelle technique d'imagerie flash laser:
L'imagerie flash laser mosaïque.**

JURY

PIERRE CHAVEL
LAURENT BIGUE
EMMANUEL ZENOU
XAVIER BRIOTTET
FRANÇOIS MALGOUYRES
MARIE-THÉRÈSE VELLUET
DOMINIQUE HAMOIR

CNRS
Université de Haute Alsace
ISAE Toulouse
ONERA Toulouse
Université de Toulouse
ONERA Châtillon
ONERA Toulouse

Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Co-directeur
Directeur
Encadrant
Encadrant

École doctorale et spécialité :

GEET : Photonique et Systèmes Optoélectroniques

Unité de Recherche :

Office National des Recherches Aérospatiales (ONERA)

Directeur de Thèse :

François MALGOUYRES

Rapporteurs :

Laurent BIGUE et Pierre CHAVEL

« Une idée imprécise a toujours de l'avenir. »

à André Faucon,

au Manouche,

Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé au Département d'Optique Théorique et Appliquée (DOTA) de l'ONERA-Toulouse, au sein de l'unité IODI (Interaction Onde-matière et systèmes laser pour la Détection directe et l'Imagerie). Je tiens à remercier Bernard Rosier pour son accueil bienveillant au DOTA Toulouse.

Je remercie les rapporteurs et membres du jury qui ont accepté de prendre de leur temps pour juger ces travaux. Merci à Pierre Chavel pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail en acceptant d'en être rapporteur et pour avoir fait l'honneur de tenir la présidence du jury de thèse. Merci à Laurent Bigué d'avoir accepté d'être rapporteur de mon travail de thèse et également merci à Emmanuel Zenou d'avoir participé à mon jury. Leurs intérêts respectifs et leurs remarques sur mon manuscrit m'ont beaucoup aidée.

Je remercie mon directeur de thèse François Malgouyres, pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ce travail. Pour ses remarques avisées et sa franchise qui m'ont permis d'améliorer la qualité de ce travail.

Un grand merci à mes encadrants. Je tiens à remercier Xavier Briottet, pour son attention permanente sur mes travaux, pour ses conseils et son écoute pendant ces années. J'ai apprécié particulièrement sa patience et sa gentillesse. Merci de m'avoir aidé, soutenu et fait confiance. Marie-Thérèse Velluet, pour sa grande disponibilité, ses encouragements et ses conseils aussi bien d'un point de vue scientifique que extra-scientifique. Je la remercie d'avoir été à l'écoute de mes nombreuses questions, et de s'être toujours intéressée à l'avancée de mes travaux. J'ai beaucoup apprécié son soutien pendant cette dernière année où je suis arrivée à Paris. Merci également pour tes nombreuses remarques et idées originales développées dans ce manuscrit. Et Dominique Hamoir, qui a permis que cette thèse se fasse et qui m'a accordé sa confiance et sa patience pendant ces années.

J'associe à ces remerciements, Laurent Hespel et Michel Fraces pour avoir suivi mes travaux pendant toute la durée de ma thèse. Je vous remercie pour l'intérêt que vous avez porté à mes travaux, et aux conseils d'amélioration que vous m'avez donnés.

Merci à tous les collègues du département. Je tiens particulièrement à remercier Geneviève Corrège, la secrétaire, qui fut la première personne à m'accueillir à mon arrivée. Manuel, Pierre et Vincent, mes collègues de bureau, avec qui j'ai eu le plaisir de partager ces années de thèse. Myriam, Marianne, Karine, Nicolas, Lucie, Christophe, Romain, Benoît, Erwan, Lilian et Béatrice, thésards ou stagiaires du DOTA, qui m'ont accueilli, aidé, accompagné, fait rire ou proposé de boire un verre... Henry, Laurent, Thomas et Clément pour les pauses café et les « rdv » quotidiens. Ramzi qui a partagé avec moi cette aventure en Afrique pendant notre 2^{ème} année de thèse. Et un merci spécial à Rosa, Jan, Antoine, Guillaume et Charlotte, pour votre amitié.

Je remercie également mes collègues du LOA qui m'ont soutenue pendant la rédaction. Magali, Octavie, Jérôme, Aurélien, Peng-Jy, Jean-Lou, Bernard et Guillaume¹, Merci !

Enfin merci à ma famille et à mes amis qui m'ont permis de ne jamais dévier de mon objectif final. Merci à Isabelle et Jacques, Amélie, Charles-Henry, Louis-Marie, Augustin, Nathalie, Anne, Charlotte, Elodie, Ana, Bau-doin, Antoine et Marie, Gwenaëlle, Alexandre, Emilie, Flavien, Elisabeth et Bernard, Christophe, Marie-Charlotte, Géraldine, Violaine, Claire, Hélène, Aurélie, Sébastien, Raja et Clément, Antoine et Octavi.

Emmanuelle, le 8 octobre 2015.

1. Merci pour ton magnifique cadeau ! :)

Résumé

Une nouvelle architecture d’Imagerie Flash Laser, appelée imagerie flash laser mosaïque (IFLM) consistant à visualiser une scène par acquisition rapide de petites zones ou imagerie a été développée à l’ONERA. Par rapport à l’imagerie Flash laser traditionnelle qui acquiert en une seule fois toute la scène, cette technique permet d’augmenter le niveau de l’éclairement sur chaque imagerie mais nécessite de couvrir l’ensemble de la scène d’étude avec une haute cadence d’échantillonnage spatiale. Cette thèse a pour but d’évaluer les performances de ce nouveau concept puis de les comparer à l’imagerie flash laser classique.

Dans une première étape, un simulateur complet d’IFLM (Modèle de formation d’image incluant les algorithmes de reconstruction de la scène) a été développé afin de synthétiser tous les phénomènes intervenant dans la formation des images acquises par la caméra puis de réaliser les traitements de restauration nécessaires afin de s’affranchir des artefacts introduits par cette technique. La simulation des images en entrée instrument prend en compte la forme du faisceau de la source, le type de balayage, le canal de propagation (transmission atmosphérique et turbulence) et enfin des bruits instrumentaux. Afin de reconstituer une image complète de la scène à partir des images, trois méthodes de restauration ont été comparées montrant l’apport de notre méthode d’optimisation avec contrainte RL1L2.

Dans une seconde étape, ce simulateur bout-en-bout a été utilisé afin de sélectionner le balayage optimal du faisceau laser pour obtenir la meilleure qualité d’image. Nous avons montré qu’un balayage en quinconce était préférable à un balayage en ligne.

Dans une troisième étape, les performances en termes de rapport signal-à-bruit et de contraste ont été évaluées et comparées à des images acquises par imagerie flash laser classique. Les résultats obtenus sur des images synthétiques ont montré que les performances entre ces deux techniques étaient comparables.

Enfin, une analyse est menée sur l’étude des performances d’un tel système en tenant compte des technologies disponibles. Compte tenu des caractéristiques actuelles des sources laser et détecteurs, l’imagerie flash laser mosaïque montre son intérêt lorsqu’il faut couvrir un large champ de la scène présentant de faibles évolutions temporelles.

Mots clés : Imagerie active, Simulation, Turbulence, Méthode d’inversion avec contrainte, Critères de comparaison.

Table des matières

Remerciements	5
Résumé	7
1 Contexte	23
2 Le principe de l'imagerie flash laser mosaïque	29
2.1 L'imagerie flash laser (IFL)	29
2.1.1 Le principe d'une IFL	29
2.1.2 Rappel de radiométrie	32
2.1.3 Les imageurs flash laser actuels	35
2.1.4 Le principe de l'IFLM	37
2.2 Description de l'instrument IFLM	39
2.3 Le bilan radiométrique	47
2.4 Comment évaluer l'IFLM?	48
3 Étude physique d'une imagerie flash laser mosaïque	53
3.1 Description du modèle direct	54
3.2 Les différents modules et effets à prendre en compte	56
3.2.1 La déflexion d'une source laser (1)	56
3.2.2 Les effets de la rétrodiffusion (3)	57
3.2.3 Le système de détection (5)	59
3.2.4 Les effets de la turbulence atmosphérique sur le trajet aller et retour (2 et 4)	63
3.3 Simulations numériques	75
3.3.1 Conditions nominales	75
3.3.2 Simulation de la propagation atmosphérique aller	76
3.3.3 Résultats de simulation dans le plan focal de l'image	81
3.3.4 Simulation de la propagation atmosphérique retour	82
3.3.5 Résultats de simulation dans le plan du détecteur	83
3.3.6 Acquisition des éléments mosaïques	83
3.4 Premières validations du modèle direct	84
3.4.1 Propagation sur le trajet aller	84
3.4.2 Propagation sur le trajet retour	90
4 Restauration des séquences acquises par un imageur flash laser mosaïque	93
4.1 Image mosaïque	94
4.1.1 Première méthode : RMax	94
4.2 Restauration de la scène	96
4.2.1 Objectif	96
4.2.2 Définition du problème et hypothèses	96
4.2.3 Formulation du problème	96
4.3 Méthodes classiques de restauration	97
4.3.1 Méthodes de résolution par inversion directe	97
4.3.2 Problèmes mal posés et régularisation	98
4.3.3 Formalisme bayésien	99

4.4	Méthodes d'optimisation itératives	101
4.4.1	Méthodes itératives de résolution	101
4.4.2	Méthodes du gradient	103
4.4.3	Méthode du gradient conjugué	104
4.4.4	Méthode de Newton	105
4.4.5	Choix des méthodes	105
4.5	Les méthodes de restauration testées	106
4.5.1	Description générale	106
4.5.2	Régularisation par variation totale (RTV) [[67]]	106
4.5.3	Régularisation L_1L_2 (RL1L2)	110
4.6	Résultats obtenus sur des images simulées	113
4.6.1	Taille de l'illumination laser	114
4.6.2	Niveaux de bruit	116
4.7	Résultats obtenus sur des images réelles	118
4.8	Conclusion sur les méthodes de restauration testées	119
5	Évaluation physique de l'imagerie flash laser mosaïque : comparaison avec un imageur flash laser conventionnel	121
5.1	Critères classiques d'évaluation qualité image	122
5.1.1	Rapport signal sur bruit	122
5.1.2	Contraste	123
5.1.3	Critères de Johnson	124
5.2	Évaluation physique d'une illumination de la scène par mosaïquage sur une mire sept paires de lignes	126
5.2.1	Démarche	126
5.2.2	Variation de l'écart entre les scans	127
5.2.3	Influence du bruit de lecture	145
5.2.4	Influence du bruit de photons	156
5.3	Évaluation de RSB et du contraste de l'IFLM en comparaison avec IFL	168
5.3.1	Définition du cas de référence	168
5.3.2	Étude du RSB sur une mire uniforme	171
5.3.3	Étude du contraste sur une mire sept paires de lignes	180
5.4	Mise en œuvre d'un imageur IFLM :choix des composants	190
5.4.1	Caractéristiques typiques d'un IFL	190
5.4.2	Analyse des besoins : choix des composants du système futur	193
5.4.3	Présentation détaillée des solutions retenues	193
5.4.4	Conclusion sur l'étude	197
6	Conclusions et perspectives des performances de l'IFLM	199
6.1	Bilan de la thèse	199
6.1.1	Mise en œuvre d'un modèle direct	199
6.1.2	Évaluation des performances de l'IFLM	200
6.2	Perspectives de la thèse	203
6.3	Valorisation de la thèse	204
	REFERENCES	205

Table des figures

1.1	Rappel des principales fenêtres atmosphériques dans le domaine optique.	23
1.2	Exemple d'une image thermique, pour surveiller à grande distance un site dans l'obscurité totale [réf. image Vision & Co]	24
1.3	Exemple : image passive avec une caméra ARTEMIS [réf. image Lheritier-Alcen]	24
1.4	Principe d'une imagerie flash laser [réf].	25
1.5	Comparaison des capacités des systèmes de vision.	26
2.1	Principe de l'imagerie flash laser.	30
2.2	Principe de la synchronisation du mode actif.	31
2.3	Exemple d'une image active obtenue avec l'instrument GIBI du DOTA (Tour à 3 km de distance).	31
2.4	Image de gauche : imagerie passive. Image de droite : image active.	32
2.5	Illustration du principe de détection radiométrique.	33
2.6	Géométrie du système d'observation.	33
2.7	Nombre moyen de photons arrivant sur un pixel du détecteur pour trois puissances laser. La distance objet/détecteur est de $L = 2 \text{ km}$, l'albédo objet $\rho = 0.5$ et la taille de pixel $d_{\text{pixel}} = 20 \mu\text{m}$. A gauche $D_{\text{pupille}} = 10 \text{ cm}$ et à droite $D_{\text{pupille}} = 20 \text{ cm}$	35
2.8	Exemples de systèmes terrestres ou embarqués (longue portée).	36
2.9	Exemple d'une image active obtenue avec un système Intevac [Source : Intevac].	36
2.10	Principe de l'imagerie flash laser mosaïque.	38
2.11	Principe de reconstruction de la scène imagée par un système d'imagerie flash laser mosaïque.	38
2.12	Image mosaïque reconstruite avec 136 acquisitions laser (fort recouvrement des spots laser).	39
2.13	Image mosaïque reconstruite avec 21 acquisitions laser (faible recouvrement de spots laser).	39
2.14	Image mosaïque reconstruite avec 55 acquisitions laser.	40
2.15	Schéma de l'angle d'altitude (EL) et l'angle d'azimut (AZ).	44
2.16	A gauche : cercles obtenus par l'action de chaque prisme. A droite, rosace obtenue par rotation à deux vitesses constantes mais différentes	44
2.17	Densités éclairément en fonction de l'énergie du pulse laser d'un IFLM.	47
2.18	Illustration du faisceau laser dans le plan focal de l'image à 1km de la source, pour une divergence de faisceau de 5 mrad (à gauche) et 800 μrad (à droite). La force de la turbulence est de $C_n^2 = 1.10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$ (en haut) et $C_n^2 = 2.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ (en bas). La longueur d'onde est de 1,57 μm	50
3.1	Schéma de principe général appliqué pour développer un simulateur IFL et un simulateur IFLM [[92]].	55
3.2	À gauche : le balayage circulaire. Au centre : le balayage en ligne. À droite : le balayage en quinconce.	56

3.3	Schéma d'une réflexion spéculaire.	58
3.4	Schéma d'une réflexion diffuse.	58
3.5	En haut : l'image incidente échantillonnée correctement. En bas : l'image incidente sous-échantillonnée.	62
3.6	Évolution du C_n^2 . Mesures à 1,5 m entre le 14/07/2013 et le 17/07/2013 à l'OCA.	64
3.7	σ_χ^2 en fonction de la distance de propagation, à saturation $\sigma_\chi^2 > 0.3$, profil de C_n^2 horizontal.	66
3.8	Résolution pixel ($d_{pixel}/ \gamma = 32.10^{-6} m$) et résolution turbulence en fonction de la distance de propagation. $\lambda = 1,57.10^{-6} m$	68
3.9	Illustration des phénomènes de beam wander w_{bw} , du rayon courte pose w_{ST} et du rayon longue pose w_{LT}	70
3.10	Le champ anisoplanétique est défini par l'angle θ_0	72
3.11	Résolution pixel ($d_{pix}/ \gamma = 32.10^{-6} m$) et résolution isoplanétique en fonction de la distance de propagation. $\lambda = 1,57.10^{-6} m$	73
3.12	Diffraction du faisceau laser en fonction de sa distance de propagation pour deux valeurs de waist : 1 et 5 mm.	77
3.13	Élargissement moyen du faisceau laser en fonction de la distance de propagation pour deux valeurs de waist : 1 et 5 mm et deux niveaux moyens de turbulence : $C_n^2 = 1.10^{-13}$ et $1.10^{-14} m^{-2/3}$	77
3.14	Rayon courte pose du faisceau laser en fonction de la distance de propagation pour deux valeurs de waist : 1 et 5 mm et deux niveaux de turbulence : $C_n^2 = 1.10^{-13}$ et $1.10^{-14} m^{-2/3}$	79
3.15	Prédiction du basculement du faisceau laser en fonction de sa distance de propagation pour deux valeurs de waist : 1 et 5 mm et deux niveaux de turbulence moyen : $C_n^2 = 1.10^{-13}$ et $1.10^{-14} m^{-2/3}$	79
3.16	Illustration d'une acquisition des éléments mosaïque. Avec un faisceau laser de divergence de 1,08 mrad et une acquisition de 64 imageries.	84
3.17	RI avant détection obtenues par simulations Pilot (courbe rouge) et modèle direct (courbe noire) pour différents niveaux de turbulence : a) - $C_n^2 = 10^{-30} m^{-2/3}$, b)- $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$, $C_n^2 = 5.10^{-14} m^{-2/3}$, $C_n^2 = 10^{-13} m^{-2/3}$. La turbulence sur le trajet retour n'est ici pas considérée dans le modèle direct.	90
3.18	FTM d'une optique circulaire, FTM de l'atmosphère turbulente courte pose et FTM de l'atmosphère turbulence longue pose	91
3.19	FTM d'une optique circulaire, FTM du détecteur, FTM de l'atmosphère turbulente Pilot et FTM de l'atmosphère turbulente Modèle direct IFLM	91
4.1	Principe d'une reconstruction RMax de la scène totale mosaïque.	95
4.2	Étapes de la méthode RTV de reconstruction.	107
4.3	Étapes de la méthode RL1L2 de reconstruction.	111
5.1	σ_χ^2 en fonction de la distance de propagation du faisceau laser et du niveau de turbulence	123
5.2	Probabilité de détection en fonction du nombre de cycles.	125
5.3	Mires équivalentes à un objet pour une probabilité de discrimination de 75 % : La détection (1 paires de barres min./max.), la reconnaissance (4 paires de barres min./max.), l'identification (7 paires de barres min./max.).	126
5.4	Schéma de la disposition des illuminations laser du système IFLM	128

5.5	Coupes moyennes des images de la Table 5.3 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 18 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2	130
5.6	Coupes moyennes des images des Tables 5.5 et 5.3 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 15 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2	133
5.7	Coupes moyennes des images de la Figure 5.7 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 11 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2	135
5.8	Coupes moyennes des images des Table 5.3 et 5.9 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2	137
5.9	Coupes moyennes des images de la Table 5.11 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2	139
5.10	Coupes moyennes des images de la Figure 5.13 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans varie entre 8 et 15 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2	142

- 5.11 Coupes moyennes des images de la Figure 5.15 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec 36 + 1 restauration sur chacune des 36 imagettes avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 11 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2. 145
- 5.12 Coupes moyennes des images de la Table 5.17 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. $\sigma_b^2 = 0,001$. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2. 146
- 5.13 Coupes moyennes des images de la Table 5.19 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. $\sigma_b^2 = 0,001$. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2. 150
- 5.14 Coupes moyennes des images de la Table 5.21 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. $\sigma_b^2 = 0,01$. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2. 151
- 5.15 Coupes moyennes des images de la Table 5.23 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. $\sigma_b^2 = 0,01$. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2. 155
- 5.16 Coupes moyennes des images de la Table 5.25 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 200. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2. 158

5.17	Coupes moyennes des images de la Table 5.27 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 200. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2.	160
5.18	Coupes moyennes des images de la Table 5.29 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit de poisson de variance égale à 25. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2.	161
5.19	Coupes moyennes des images de la Table 5.31 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit de poisson de variance égale à 25. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2.	165
5.20	Disposition en quinconce des illuminations laser qui assure un balayage optimal du système IFLM. .	167
5.21	Courbe RSB calculé et mesuré en fonction de la distance de propagation du laser. $C_n^2 = 1.10^{-30} m^{-2/3}$ et $\sigma_b = 1$	173
5.22	Courbes RSB calculées et mesurées en fonction de la turbulence atmosphérique. La distance source laser / mire est de 1,5 km. A droite : zoom entre $C_n^2 = 10^{-15}$ et $10^{-13} m^{-2/3}$	175
5.23	Courbes S/B calculées en fonction de la turbulence atmosphérique pour trois niveaux d'énergie émise. De gauche à droite : $E_{laser} = 20, 14$ et $4 mJ$. La distance source laser / mire est ici de 2,5 km et les bruits capteur varie de 1, 10 et 100 électrons.	179
5.24	Coupes moyennes associées aux images Tables 5.40 pour IFL, IFL reconst., IFLM et IFLM reconst. avec $L = 1, 1, 5$ et $2, 5 km$. Les profils moyens sont normés.	183
5.25	Évolution du contraste en fonction de la distance de propagation (Cas1).	185
5.26	Coupes associées aux images Table 5.42 pour IFL, IFL reconst., IFLM et IFLM reconst. avec $C_n^2 = 1.10^{-30}, 1.10^{-15}, 1.10^{-14}, 5.10^{-14}$ et $1.10^{-13} m^{-2/3}$	187
5.27	Évolution du contraste en fonction du niveau de turbulence (Cas 2).	189
5.28	IFOV caméra en fonction de la portée.	192
5.29	Courbes du gain IFLM en fonction de l'énergie moyenne déposée en termes de champ de vue et de portée. La cadence IFL est de 20 Hz.	194

5.30	Cadence IFLM en fonction du rapport P_{IFLM}/P_{IFL} : la courbe cadence minimale limite le gain en terme de portée et de champs de vu du système IFL. Le cas n° 1 correspond à la solution 1 avec une cadence de 2 kHz et le cas n°2 à la solution 2 avec une cadence de 10 kHz	196
------	--	-----

Liste des tableaux

2.1	Caractéristiques techniques de quelques IFL	37
2.2	Caractéristiques techniques de lasers à fibre du commerce.	42
2.3	Caractéristiques techniques des actionneurs piézoélectriques	43
2.4	Caractéristiques techniques des lentilles excentrées	43
2.5	Propriétés de la lentille excentrée en fonction du matériau [[91]]	43
2.6	Caractéristiques techniques des prismes de Risley	44
2.7	Caractéristiques techniques d'un système acousto-optique [[72]].	44
2.8	Caractéristiques techniques des systèmes électro-optiques.	45
2.9	Caractéristiques techniques des systèmes de déflexion par cristaux liquides	45
2.10	Caractéristiques techniques des micro-prismes	46
2.11	Comparaison des principaux systèmes de déflexion laser	46
3.1	Tableau présentant les valeurs numériques utilisées pour la modélisation	76
3.2	Acquisition d'images plein champ obtenues dans le plan focal de l'image pour une distance source-objet de 1 km et quatre niveaux de turbulence et deux divergences du laser illuminateur. La taille de l'image est de 256×256 pixels.	81
3.3	Acquisition d'images obtenues dans le plan focal de l'image pour une divergence de faisceau laser de 1 mrad, différents niveaux de turbulence et deux divergences du laser illuminateur. La taille de l'image est de 256×256 pixels.	82
3.4	Acquisition d'images bruitées obtenues dans le plan du détecteur à une distance source-objet de 0,5 km et un niveau de turbulence moyen ($C_n^2 = 8.10^{-14} m^{-2/3}$). La taille de l'image est de 256×256 pixels et la divergence du faisceau est de 1 mrad.	84
3.5	Acquisition d'images bruitées obtenues à une distance source-objet de 1 km et un niveau de turbulence moyen ($C_n^2 = 8.10^{-14} m^{-2/3}$). La taille de l'image est de 256×256 pixels et la divergence du faisceau est de 1 mrad.	85
4.1	Exemple d'images mosaïque construite par RMax à partir de 144 images bruitées.	95
4.2	Temps de calcul sur une unique image restaurée.	114
4.3	Résultats de restauration obtenus à partir de 144 images simulées pour différentes taille d'illumination laser ($\sigma = 20, 12, 9$ et 6 pixels à $(1/e)^2$ du maximum de l'illumination). Images avec $\sigma_b = 0$	115
4.4	Résultats de restauration obtenus à partir de 144 images dégradées ($\sigma_b = 0,05, 0,1, 0,2$ et $0,4$) simulées. La taille de l'illumination laser d'une image est de $\sigma_k = 12$ pixels (à $1/e^2$ du maximum de l'illumination).	117

4.5	Résultats de restauration obtenus à partir d'images acquises par un système IFL (mesures prises le 25 juin 2013 sur la zone d'essais laser de l'ONERA à Mauzac). La divergence du faisceau laser est de $0,8 \text{ mrad}$ et la distance source cible est de 600 m . Pour différents balayages, de haut en bas : résultat de RMax sur un balayage rectiligne et circulaire ; résultat de RTV sur un balayage rectiligne et circulaire ; et résultat de RL1L2 sur un balayage rectiligne et circulaire.	118
5.1	Nombre de cycles (paires de barres min./max.) pour des mires équivalentes à un objet - Critère de Johnson.	124
5.2	Image mire sept paires de lignes de taille 70×70 pixels et de contraste $0,25$ ($I_{max} = 0,5$ et $I_{min} = 0,3$).127	
5.3	A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, l'image IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels et le pas entre chaque illumination = 18 pixels), et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	129
5.4	Contrastes calculés sur chaque paire de barres des images Table 5.3 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.39 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans est de 18 pixels.	131
5.5	A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels et le pas entre chaque illumination = 15 pixels), et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	132
5.6	Contrastes calculés par bande sur les images de la Table 5.5 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.39 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans est de 15 pixels.	132
5.7	A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels et le pas entre chaque illumination = 11 pixels), et l'image IFLM reconstruite avec la méthode RL1L2. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	134
5.8	Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.7 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.39 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans est de 11 pixels.	135

5.9	A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels et le pas entre chaque illumination = 8 pixels), et l'image IFLM reconstruite avec la méthode RL1L2. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	136
5.10	Contraste calculés sur chaque bande des images Tables 5.9 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.39 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans est de 8 pixels.	137
5.11	A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	138
5.12	Contrastes calculés sur chaque paire de barres des images Table 5.11 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans est de 3 pixels.	138
5.13	A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	141
5.14	Contrastes calculés sur chaque paire de barres des images Table 5.13 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans varie entre 8 et 15 pixels.	142
5.15	A gauche : Images et coupes associées à une restauration faite sur les k imagerettes. L'écart entre les scans est de 8 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	144
5.16	Contrastes calculés sur chaque paire de barres des images Table 5.15 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.39 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans est de 11 pixels.	144
5.17	A gauche : Images et coupes associées pour un $\sigma_b^2 = 0,001$, de haut en bas : l'image résultante d'un IFL avant restauration, l'image IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	147

- 5.18 Contrastes calculés sur chaque paire de barres des images Table 5.17 à l'aide de l'équation (5.4) dans le cas de l'IFL. Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. $\sigma_b^2 = 0,001$ 148
- 5.19 A gauche : Images et coupes associées pour pour un $\sigma_b^2 = 0,001$, de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est de 3 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté. 149
- 5.20 Contrastes calculés par bandes sur les images des Table 5.19 et 5.17 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. $\sigma_b^2 = 0,001$. Les écarts entre les scans sont de 8 et 3 pixels. 149
- 5.21 A gauche : Images et coupes associées pour un $\sigma_b^2 = 0,01$, de haut en bas : l'image résultante d'un IFL avant restauration, l'image IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté. 152
- 5.22 Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.21 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. $\sigma_b^2 = 0,01$. 153
- 5.23 A gauche : Images et coupes associées pour pour un $\sigma_{bruit}^2 = 0,01$, de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté. 154
- 5.24 Contrastes calculés par bandes sur les images des Tables 5.23 et 5.21 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. $\sigma_b^2 = 0,01$. Les écarts entre les scans sont de 8 et 3 pixels. 155
- 5.25 A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image résultante d'un IFL avant restauration, l'image IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit de poisson de variance égale à 200. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté. 157

5.26	Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.25 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance 200.	158
5.27	A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 200. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	159
5.28	Contrastes calculés par bandes sur les images des Tables 5.25 et 5.27 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 200. Les écarts entre les scans sont de 8 et 3 pixels.	160
5.29	A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image résultante d'un IFL avant restauration, l'image IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 25. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	162
5.30	Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.29 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 25.	163
5.31	A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 25. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	164
5.32	Contrastes calculés par bandes sur les images des Tables 5.29 et 5.31 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Chaque scan est multiplié par un bruit de poisson de variance égale à 25. Les écarts entre les scans sont de 8 et 3 pixels.	165
5.33	A gauche : Images et coupes associées pour un $\sigma_b^2 = 0,001$, de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, le balayage est en quinconce et l'image IFLM reconstruite. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.	168

5.34	De gauche à droite : Image passive à 1, 1,5, 2,5 et 4 <i>km</i> . Carrés rouges : zones où les scans sont faits. Carrés bleus : zones considérées pour la restauration de l'image. Le RSB est calculé sur les pixels de la mire (carré gris).	171
5.35	Variation de la distance source/objet hors effets turbulents et bruits capteur.	172
5.36	Variation de la turbulence atmosphérique à 1.5 <i>km</i> hors effet des bruits capteur.	174
5.37	Variation de l'énergie laser émise. A gauche : $C_n^2 = 1.10^{-17} m^{-2/3}$ et à droite : $C_n^2 = 1.10^{-16} m^{-2/3}$. La distance source/mire est de 2,5 <i>km</i> et le bruit capteur est de = 1 électrons.	176
5.38	Variation de l'énergie laser émise. A gauche : $C_n^2 = 1.10^{-17} m^{-2/3}$ et à droite : $C_n^2 = 1.10^{-16} m^{-2/3}$. La distance source/mire est de 2,5 <i>km</i> et le bruit capteur est de = 100 électrons.	177
5.39	Image passive à 1, 1,5 et 2,5 <i>km</i> . Mire sept paires de ligne sur un fond gris de taille 256×256 pixels. Taille de la mire : 70×70 pixels à 1 <i>km</i> , 47×47 pixels à 1,5 <i>km</i> et 28×28 pixels à 2,5 <i>km</i> . Rectangles rouges : zones où les scans sont effectués ($8 \times 8 = 64$ scans). Rectangles bleus : zones où la restauration de l'image est faite.	181
5.40	Variation de la distance de propagation à $C_n^2 = 1.10^{-30} m^{-2/3}$ hors effet des bruits capteur.	182
5.41	Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.40 à l'aide de l'équation (5.4). La valeur moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. pour des distances de propagation de 1 ; 1,5 et 2,5 <i>km</i>	184
5.42	Variation de la turbulence atmosphérique à 1.5 <i>km</i> hors effet des bruits capteur.	186
5.43	Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.42 à l'aide de l'équation (5.4). La valeur moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image pour C_n^2 compris entre 1.10^{-30} et $1.10^{-13} m^{-2/3}$	188
5.44	Caractéristiques techniques d'un imageur flash laser.	191

Chapitre 1

Contexte

Dans les secteurs de la Défense et de la Sécurité, la perception d'un objet d'intérêt ou d'une situation à distance de sécurité est un élément crucial dans la chaîne permettant de réaliser des missions d'identification, de surveillance des sites sensibles (frontières, côtes, ports, aéroports, stades), ou d'assurer des missions de renseignement lors d'évènements majeurs (sommets, pèlerinages, rassemblements de foules...) [[26]]. Une des contraintes essentielles est d'observer quelle que soit la situation, comme par exemple de nuit ou lors de conditions météorologiques dégradées conduisant à de fausses détections.

Afin d'améliorer notre perception de vision en conditions difficiles, de nombreux systèmes de vision ont été développées depuis plusieurs années. Ainsi, l'imagerie thermique a prouvé son efficacité depuis de nombreuses années dans le domaine militaire en particulier par sa capacité à percevoir la nuit [[2], [28] et [32]].

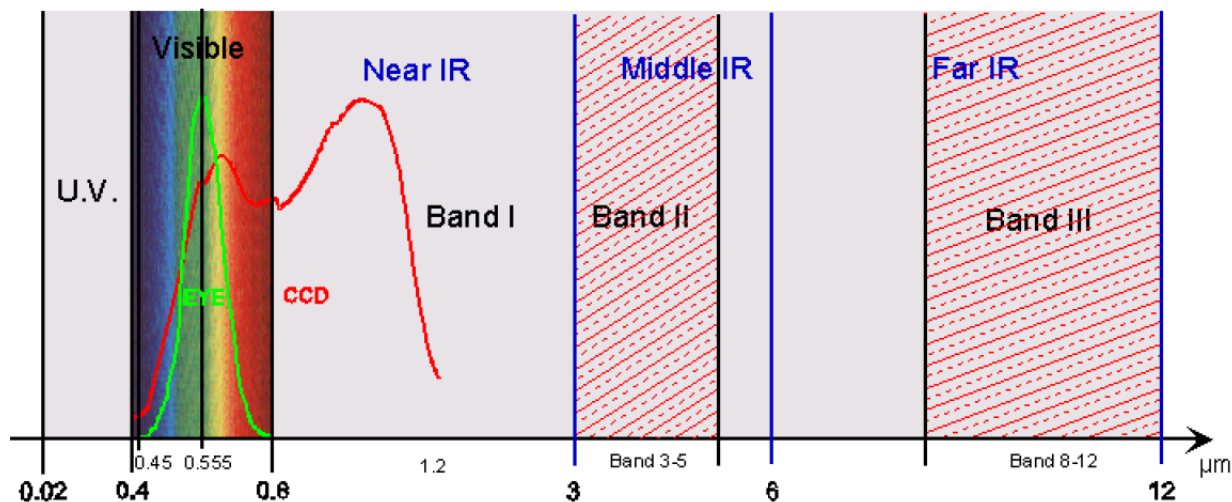


FIGURE 1.1 – Rappel des principales fenêtres atmosphériques dans le domaine optique.

Les imageurs thermiques détectent l'énergie infrarouge (thermique) émise par les personnes, les objets et les équipements dans les bandes spectrales II (3 à 5 μm) et III (8 à 12 μm) [figure 1.1], l'information portée par le flux thermique incident dépend de la température du point de la scène visé [figure 1.2]. Les caméras infrarouges permettent à l'utilisateur de surveiller en continu une zone de jour et de nuit. Ses principales limitations sont dues à une transmission atmosphérique qui se dégrade rapidement en présence de brouillard ou de pluie. De plus, si la

surveillance d'une zone restreinte (quelques dizaines de mètres de rayon) reste assez simple à mettre en place, elle peut devenir très coûteuse et particulièrement délicate pour des zones étendues (de plusieurs centaines de mètres à plusieurs kilomètres de rayon), il est souvent nécessaire d'avoir recours à d'autres capteurs utilisant des technologies différentes.



FIGURE 1.2 – Exemple d'une image thermique, pour surveiller à grande distance un site dans l'obscurité totale [réf. image Vision & Co]

Une autre technique très utilisée s'appuie sur la mise en œuvre de détecteurs ultra-sensibles [[42]] ou des intensificateurs de lumière [[84]] [Figure 1.3]. Ces technologies très performantes permettent de faire des images à bas niveaux de lumière dans le visible ou le très proche infrarouge, avec des capacités bien supérieures à celles de l'oeil. Cependant, leurs performances dépendent fortement du niveau d'éclairement naturel et des conditions météorologiques. Constitués d'une optique et d'un capteur, ces systèmes ne peuvent acquérir l'image d'un objet distant que si ce dernier diffuse ou rayonne de la lumière et que si cette lumière atteint l'optique avec un flux suffisant comparé au bruit du capteur. Dans certains cas, la lumière résiduelle nocturne s'avère insuffisante pour permettre la prise d'une image. De plus la présence de précipitations, de fumée ou de tout autre diffuseur sur le trajet optique peut dissimuler l'objet et rendre impossible son identification.

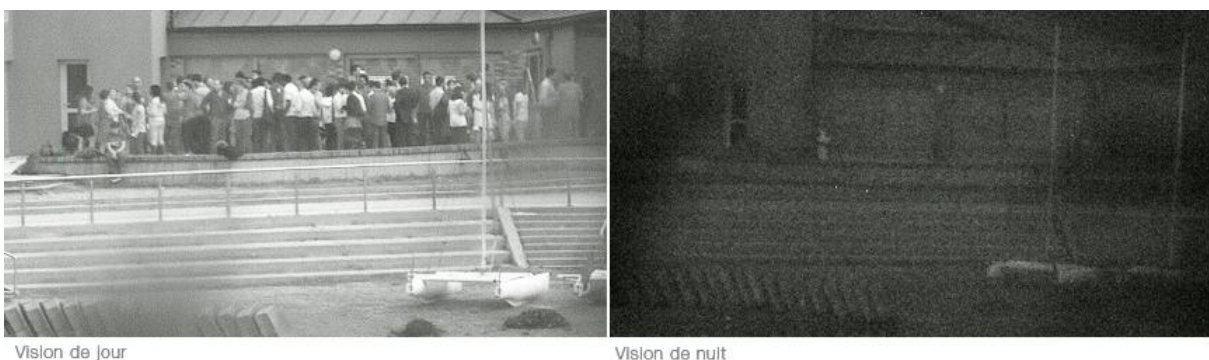


FIGURE 1.3 – Exemple : image passive avec une caméra ARTEMIS [réf. image Lheritier-Alcen]

Enfin, il existe une troisième technique qui est l'Imagerie Flash Laser (**IFL**) [[14]]. Elle intervient dans les situations où l'imagerie passive et/ou thermique ne permet plus d'observer correctement, par exemple à travers des obscurants, dans des cas de faibles variations de températures ou de conditions météorologiques dégradées. Les tech-

niques d'imagerie active mettent en œuvre un émetteur (source laser) et un récepteur (caméra) [Figure 1.4]. C'est une technique d'imagerie active par opposition aux techniques passives qui utilisent une source de rayonnement naturel.

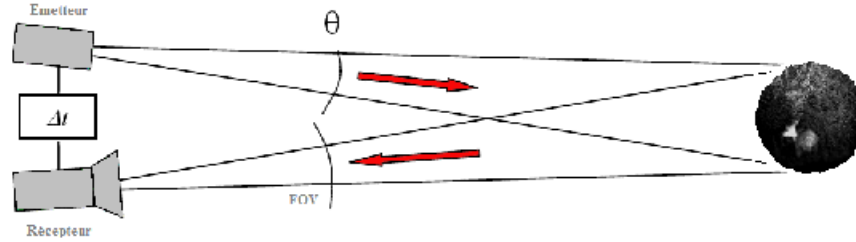


FIGURE 1.4 – Principe d'une imagerie flash laser [réf].

Son principe est le suivant [Figure 1.4]. Une source laser pulsée éclaire la scène. Le signal ainsi retrodiffusé est enregistré par un récepteur, muni d'une porte temporelle de très courte durée déclenchée avec un retard réglable par rapport à l'instant où l'impulsion laser est émise. Ce retard, ajusté en fonction de la distance de l'objet, permet de ne sélectionner que les photons laser retrodiffusés par l'objet. Il devient alors possible de ne visualiser qu'une tranche de la scène d'intérêt, supprimant les photons retrodiffusés à l'avant et l'arrière plan. Le contraste de l'image de l'objet vis-à-vis du fond est amélioré par rapport à un système fonctionnant avec des temps d'intégration plus longs. Ce mode de fonctionnement est à l'origine des performances de l'IFL en environnement sévère. L'**IFL** est aujourd'hui un outil utilisé pour l'aide à la navigation, la surveillance et l'identification à distance [[82], [13] et [11]]. On la retrouve dans de nombreuses applications telles que l'aide au pilotage de drones terrestres ou aériens, la vision à travers les obscurants et en cas de conditions météorologiques difficiles (pluie, brouillard, ...), la surveillance de zones, la cartographie tactique et le ciblage. Elle a l'avantage de pouvoir être utilisée dans des configurations sol-sol, air-sol par le biais de systèmes aéroportés à des distances de l'ordre de plusieurs kilomètres ou sous l'eau, par les sous-marins à quelques dizaines de mètres [[54], [39], [89], [15]].

Cependant l'aide à la vision par imagerie flash laser qui est aujourd'hui très performante a ses limites. En effet, lorsque le bilan de liaison (nombre de photo-électrons reçus par le détecteur) est inférieur aux bruits de capteur et/ou lumière parasite, l'image de la scène observée n'est plus visible. Ainsi, la surveillance d'une zone restreinte (un champ de vue de quelques milliradians et une distance de quelques kilomètres) reste assez simple à mettre en place avec un système d'IFL mais devient très délicate pour des zones plus étendues (un champ de vue d'une dizaine de milliradians et une distance d'une dizaine de kilomètres), car il est alors nécessaire d'utiliser des lasers pulsés qui émettent une très forte énergie avec une fréquence de répétition laser élevée (typiquement une puissance laser $> 5W$). Or ces derniers sont aujourd'hui des lasers très encombrants et complexes pour être utilisés par un système IFL. Les performances de l'IFL restent donc limitées par la puissance laser qu'émettent les sources laser actuellement utilisées (puissance laser $< 2W$ [75]).

Les avantages et inconvénients comparatifs des différentes techniques d'imagerie présentées ci-dessus sont récapitulées dans le tableau Figure 1.

Dans ce contexte, l'Onera a proposé en 2010 une nouvelle architecture d'**IFL**, appelée Imagerie Flash Laser

	Imagerie thermique	Imagerie intensificateur de lumière	Imagerie flash laser
Avantages	<ul style="list-style-type: none"> — Fonctionnement jour/nuit — Indépendante de l'éclairage extérieur — Détection d'activité humaine/ Décamouflage — Transmission à travers la fumée 	<ul style="list-style-type: none"> — Fonctionnement jour/nuit — Détection d'activité humaine — Peu détectable (discrétion) 	<ul style="list-style-type: none"> — Fonctionnement jour/nuit — Indépendante de l'éclairage extérieur — Détection d'activité humaine/ Décamouflage — Transmission à travers fumée, brouillard — Longue portée
Inconvénients	<ul style="list-style-type: none"> — Image peu naturelle — Ne voient pas à travers les vitres — Ne fonctionne pas en présence de brouillard/pluie 	<ul style="list-style-type: none"> — Dépend de l'éclairage extérieur — Ne voient pas à travers fumée, brouillard — Pas de décamouflage — Pas de longue portée 	<ul style="list-style-type: none"> — Dépend de la source lumineuse émise — Champ de vue limité à longue portée — Besoin d'un refroidissement

FIGURE 1.5 – Comparaison des capacités des systèmes de vision.

Mosaïque (**IFLM**) [[37]], afin de tenter de repousser les limitations de l'imagerie flash laser conventionnelle. C'est une architecture qui vise à augmenter le niveau de l'éclairage en utilisant des lasers à fibre moins divergeant opérant à beaucoup plus haute cadence, tout en maintenant identique le champ de vue en faisant l'acquisition de la scène par mosaïquage. Les travaux menés au cours de cette thèse sont axés sur l'étude des performances de ce nouveau concept. Ils visent à mettre en avant la faisabilité et la bonne adaptabilité de cette nouvelle architecture en s'appuyant sur une étude des phénomènes physiques influençant la mesure (atmosphère, turbulence, bruit capteur, ...).

La thèse décrit le développement d'un simulateur complet d'IFLM (« Acquisitions + Reconstruction de la scène ») validé par un code numérique appelé PILOT [[77]]. Puis, elle utilise le simulateur pour comparer cette technique aux techniques traditionnelles.

Le manuscrit est composé de six chapitres dont une brève description du contenu est exposé dans les lignes qui suivent.

Après des rappels de radiométrie, le chapitre 2 décrit le principe de l'IFLM, il passe en détail chacun de ses composants en insistant sur les particularités innovantes de son mode de fonctionnement. Un bilan radiométrique sur un pixel du capteur faisant abstraction des fluctuations de l'éclairage, permet, au premier ordre, de dimensionner les paramètres caractéristiques du système. Enfin, la démarche suivie pour évaluer les performances du système est présentée dans le détail.

Le chapitre 3 introduit la physique de la turbulence, induisant des variations locales de l'indice de réfraction, et sur son effet sur la propagation d'une onde lumineuse. Puis le chapitre présente le modèle développé pour simuler l'image enregistré sur le capteur. Les effets des différents paramètres physiques (faisceau laser, turbulence, capteur,

...) sur les images IFLM sont traités.

Le chapitre 4 est consacré à la reconstruction des images mosaïques. Les résultats associés sont présentés et un bilan est dressé au regard des attentes définies en début de chapitre. Les résultats synthétiques après traitement sont ensuite comparés à des mesures expérimentales afin de valider le modèle.

Le chapitre 5 a pour but de comparer les performances de l'IFLM par rapport à celles d'un imageur flash laser conventionnel en termes de qualité image. Le chapitre suivant synthétise les résultats obtenus et des perspectives sont présentées.

Chapitre 2

Le principe de l'imagerie flash laser mosaïque

Contents

2.1	L'imagerie flash laser (IFL)	29
2.1.1	Le principe d'une IFL	29
2.1.2	Rappel de radiométrie	32
2.1.3	Les imageurs flash laser actuels	35
2.1.4	Le principe de l'IFLM	37
2.2	Description de l'instrument IFLM	39
2.3	Le bilan radiométrique	47
2.4	Comment évaluer l'IFLM?	48

Ce chapitre commence par une description du principe de l'**IFL** (§ 2.1). Un rappel radiométrique sur l'IFL est ensuite fait. Cela permet d'identifier les paramètres caractéristiques d'un système actif et d'évaluer sa portée. Puis, le principe de l'**IFLM** est décrit (§ 2.2). Une description de ses composants est faite (§ 2.3) et un bilan radiométrique permet au premier ordre, de dimensionner les paramètres caractéristiques du système (§ 2.4). Enfin, la fin de ce chapitre est consacrée à la démarche prise afin d'évaluer les performances du système IFLM (§ 2.5).

2.1 L'imagerie flash laser (IFL)

2.1.1 Le principe d'une IFL

Un système d'imagerie flash laser [Figure 2.1] se compose d'une source laser cohérente à l'émission, qui va illuminer toute la scène observée et d'un détecteur, qui ne va collecter que les photons laser rétro réfléchis par la scène.

A l'instant $t_0 = 0$, l'impulsion laser est émise, l'obturateur de la caméra est fermé. Un rayonnement ambiant, constitué en particulier de lumière solaire (directe ou diffuse) éclaire la scène (faisceaux ③ et ④). Puis l'impulsion incidente se propage à travers l'atmosphère vers la scène (faisceaux ① et ②). La lumière rétro réfléchiée par la présence éventuelle de particules en suspension dans l'air sur le trajet optique (faisceaux ⑦ et ⑧) n'est pas intégrée par la caméra, celle-ci demeurant fermée.

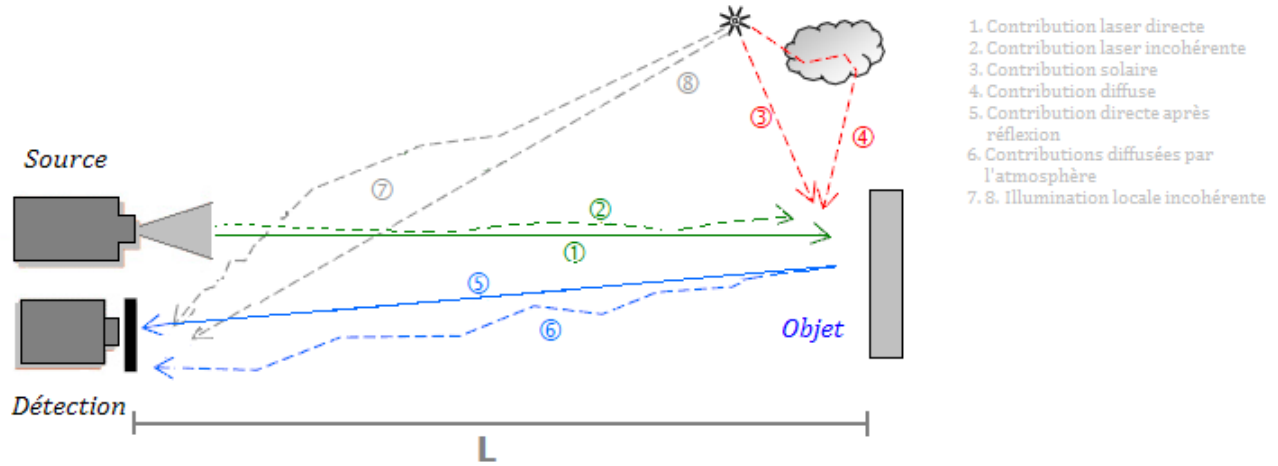


FIGURE 2.1 – Principe de l'imagerie flash laser.

A l'instant $t = L/c$, l'impulsion laser atteint alors l'objet présent dans la scène puis se réfléchit sur cet objet. Une partie de la lumière laser réfléchi sur l'objet se propage vers le détecteur (faisceaux ⑤, ⑥). L'impulsion laser se propageant au-delà de l'objet est alors perdue.

C'est au moment où la lumière incidente et réfléchi par l'objet revient vers le détecteur ($t = 2L/c = t_1$) que l'on ouvre l'obturateur de la caméra, ceci pendant une durée équivalente à la durée de l'impulsion laser. L'obturateur est ensuite refermé pour réduire la lumière parasite qui correspond aux autres contributions sans intérêt (faisceaux ⑦ et ⑧). Pour ce faire, le système d'acquisition est synchronisé avec la source laser [Figure 2.2]. Le délai compris entre l'instant où l'impulsion laser est engendrée et l'instant où l'obturateur de la caméra est ouvert, détermine la distance à laquelle on regarde la scène. La durée de l'impulsion laser ou la durée d'activation de la caméra détermine l'épaisseur de la tranche d'espace visualisée au niveau de la scène. On peut ainsi observer une scène à une distance connue, ou sonder différentes distances d'observation en modifiant la valeur du délai d'acquisition. Les objets éventuels situés au-delà de l'objet, hors de la région de l'espace correspondant à la porte temporelle, sont exclus de l'image.

Ainsi, l'apport contrôlé de photons et la sélection temporelle de la caméra permettent d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit et un meilleur contraste. L'imagerie flash laser est une technique robuste et opérable facilement, qui a une bonne résolution spatiale mais un petit champ du vue. L'objet à observer est situé typiquement à des distances comprises entre $200m$ et $15km$ pour une taille objet typique de $2,5 m$. Le mode vidéo est possible grâce au taux de rafraîchissement court. Un exemple d'une image prise par un imageur flash laser est donné Figure 2.3.

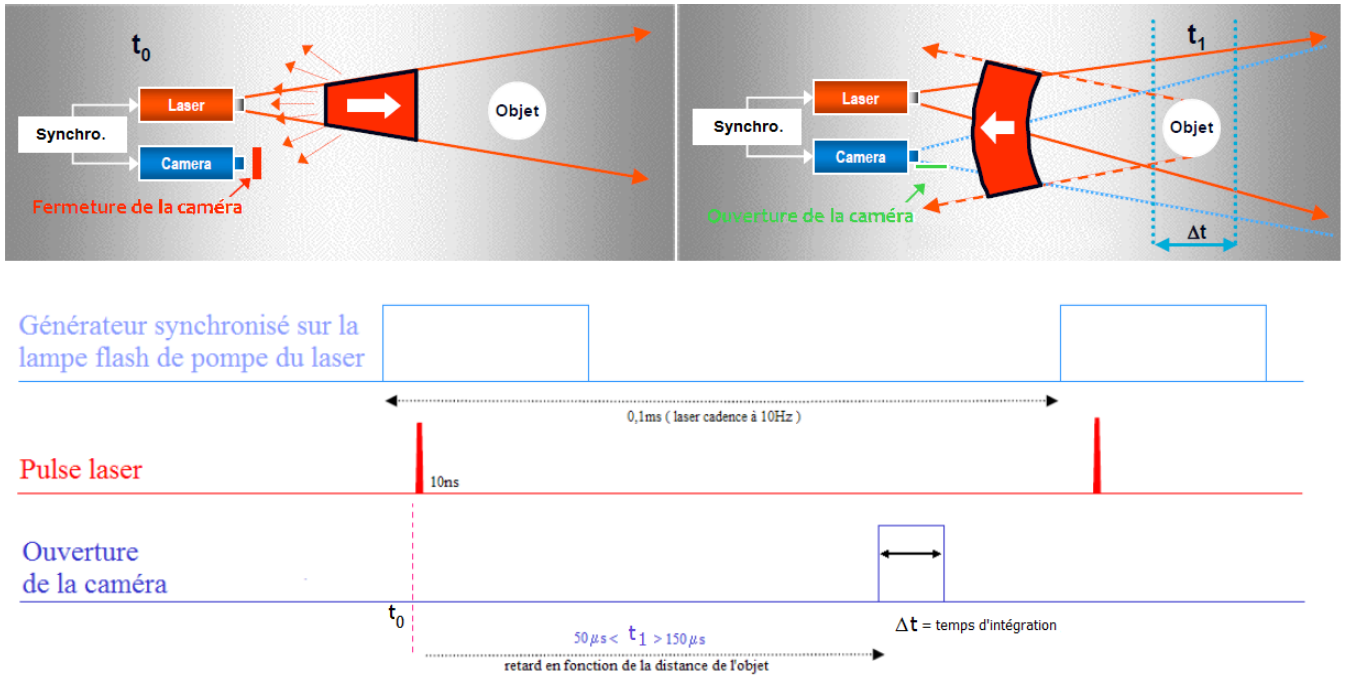


FIGURE 2.2 – Principe de la synchronisation du mode actif.

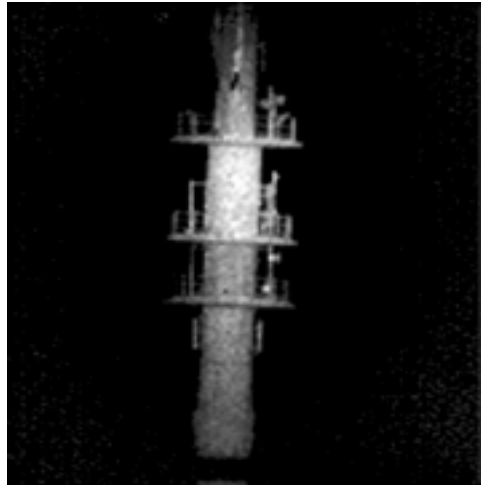


FIGURE 2.3 – Exemple d'une image active obtenue avec l'instrument GIBI du DOTA (Tour à 3 km de distance).

Cette technique est indépendante de la lumière ambiante grâce à sa source laser. Elle présente également la particularité de voir à travers le brouillard, la végétation ou les fumées car les photons réfléchis par ces objets sont filtrés temporellement. [Figure 2.4].

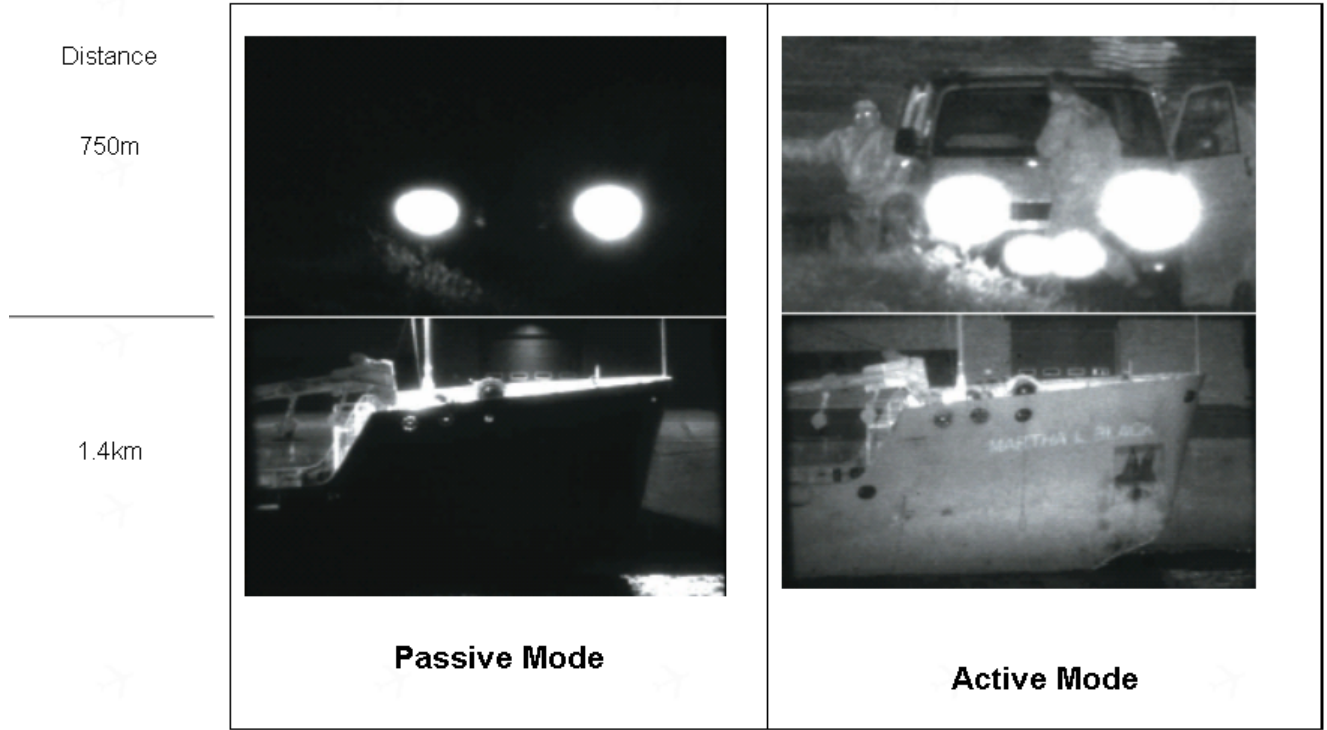


FIGURE 2.4 – Image de gauche : imagerie passive. Image de droite : image active.

2.1.2 Rappel de radiométrie

Le bilan radiométrique d'un système flash laser permet d'évaluer la portée de détection d'un système en estimant le nombre de photo-électrons reçus par un élément de détection (ici pixel du détecteur). La portée de détection correspond à la limite de détection c'est-à-dire lorsque le signal est égal au bruit. Son estimation doit prendre en compte [Figure 2.5] :

- la densité de puissance émise,
- le coefficient de réflexion de l'objet à la longueur d'onde d'éclairage,
- la puissance reçue à l'entrée de l'optique de réception.

L'étendue géométrique

Soient une surface S_{pixel} correspondant à la surface d'un pixel de détection d'un système de réception, et une surface $S_{pupille}$ correspondant à la surface réceptrice de la lumière réfléchie par l'objet par le système optique (pupille). $d\Omega_{pixel}$, l'angle solide sous lequel on voit le pixel de détection et $d\Omega_{collection}$, l'angle solide sous lequel l'objet est éclairé par le faisceau laser, dans un milieu homogène (indice uniforme). On a alors :

$$d\Omega_{pixel} = \frac{S_{pixel} \cos \theta_{collection}}{f^2} \quad (sr) \quad (2.1)$$

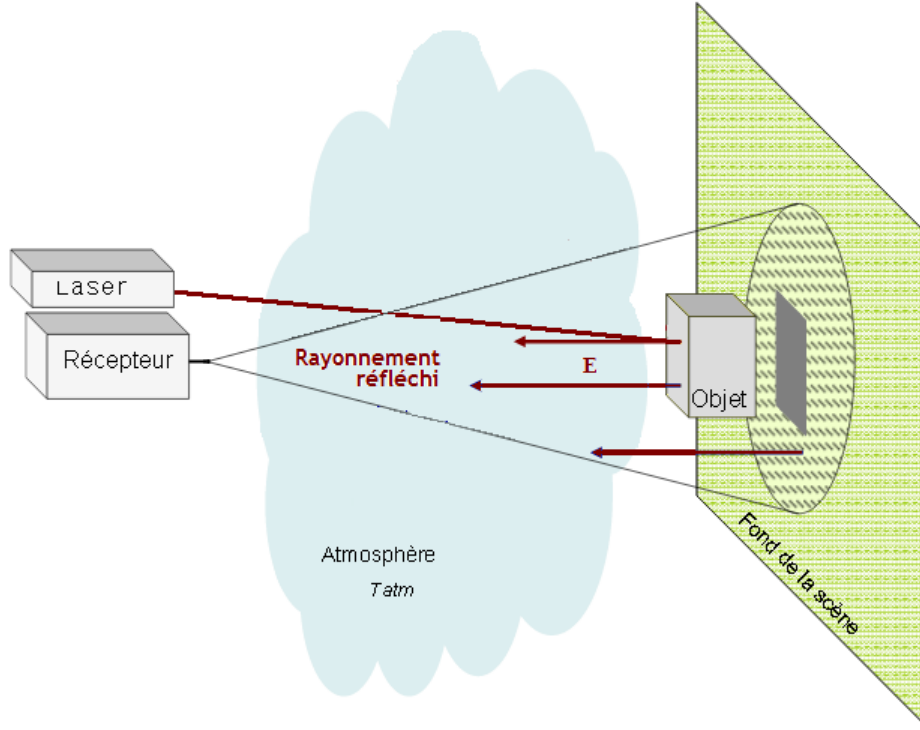


FIGURE 2.5 – Illustration du principe de détection radiométrique.

$$d\Omega_{collection} = \frac{S_{pupille} \cos \theta_{pixel}}{L^2} \quad (sr) \quad (2.2)$$

avec $\theta_{collection}$ (respectivement θ_{pixel}) étant les angles entre la normale N_{objet} (resp. $N_{optique}$) à la surface S_{pixel} (resp. $S_{pupille}$) et la direction de visée de l'instrument [Figure 2.6].



FIGURE 2.6 – Géométrie du système d'observation.

L est la distance d'observation entre l'objet et le système de réception et f la longueur focale de ce dernier. L'angle solide $d\Omega_{objet}$ de la surface éclairée par la source s'écrit alors :

$$d\Omega_{objet} = \frac{S_{pixelObjet} \cos \theta_{collection}}{L^2} \quad (sr) \quad (2.3)$$

avec $S_{pixelObjet}$, la surface projetée d'un pixel de détection dans le plan d'observation, $\frac{S_{pixelObjet}}{L^2} = \frac{S_{pixel}}{f^2}$.

L'étendue géométrique du pinceau sous-tendu par $S_{pixelObjet}$ et $S_{pupille}$ est alors définie par :

$$d^2G = \frac{S_{pixelObjet} S_{pupille} \cos \theta_{collection} \cos \theta_{objet}}{L^2} \quad (m^2 \cdot sr) \quad (2.4)$$

Remarque : Dans l'approximation des petits angles (dimension d'un pixel \ll focale de l'optique et dimension de l'objet \ll distance de l'objet) $\cos\theta_{collection}$ et $\cos\theta_{objet}$ sont pris égaux à 1 (objet supposé peu incliné) et axe optique orienté vers l'objet.

Grandeurs énergétiques

Soit un faisceau laser uniforme de divergence 2α (en radian), l'objet d'intérêt étant petit devant la zone éclairée (αL), alors on assimile le faisceau laser à un faisceau « top-hat » équivalent et de puissance laser P_{laser} exprimée en W. L'expression de l'éclairement énergétique devient alors :

$$E = \frac{P_{laser}}{\pi L^2 \alpha^2} \quad (W.m^{-2}) \quad (2.5)$$

Pour une surface Lambertienne, la luminance rétrodiffusée vers le récepteur est :

$$Luminance = E \frac{\rho}{\pi} \quad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \quad (2.6)$$

avec ρ l'albédo de la zone imagée.

La luminance est également définie par :

$$Luminance = \frac{d^2 F}{d^2 G} \quad (W.m^{-2}.sr^{-1}) \quad (2.7)$$

avec $d^2 F$ l'élément de flux transporté par le pinceau d'étendu géométrique $d^2 G$.

Si la luminance est uniforme, le nombre de photons reçus par pixel devient alors [[40]] :

$$F = \frac{E_t}{\pi \alpha^2 L^2} \frac{\rho}{\pi} \frac{S_{pixel} S_{pupille}}{L^2} \frac{\lambda}{hc} \eta \exp(-2 \times L \times K_{ext.}) \quad (2.8)$$

$$F = \frac{\lambda E_t}{hc} \eta \frac{S_{pixel}}{\alpha^2 f^2} \frac{\rho}{\pi} \frac{D_{pupille}^2}{4L^2} \exp(-2 \times L \times K_{ext.}) \quad (\text{Photons}) \quad (2.9)$$

avec

- E_t , l'énergie moyenne de l'impulsion laser transmise en J.
- $S_{pupille} = \frac{\pi}{4} D_{pupille}^2$ et $D_{pupille}$, le diamètre de la pupille.
- λ , la longueur d'onde du laser.
- $\eta = 0.7$, le rendement du détecteur.
- $K_{ext.}$, le coefficient d'extinction de l'atmosphère.
- $h = 6,62.10^{-34} \text{ J/s}$, la constante de Planck.
- $c = 3.10^8 \text{ m/s}$, la vitesse de la lumière.

L'équation 2.9 montre bien [Figure 2.1.2] que si l'on veut augmenter le flux de photons incident dans le plan image, il faut soit augmenter la puissance du laser d'éclairage et/ou diminuer la divergence laser, soit augmenter la taille de pupille d'entrée de l'objectif. Cette dernière condition n'est réalisable que jusqu'à une certaine taille de pupille car la technique doit rester un système d'imagerie relativement compact. La puissance laser d'éclairage, quant à elle, est limitée par les sources actuellement utilisées. La solution choisie aujourd'hui est de diminuer la

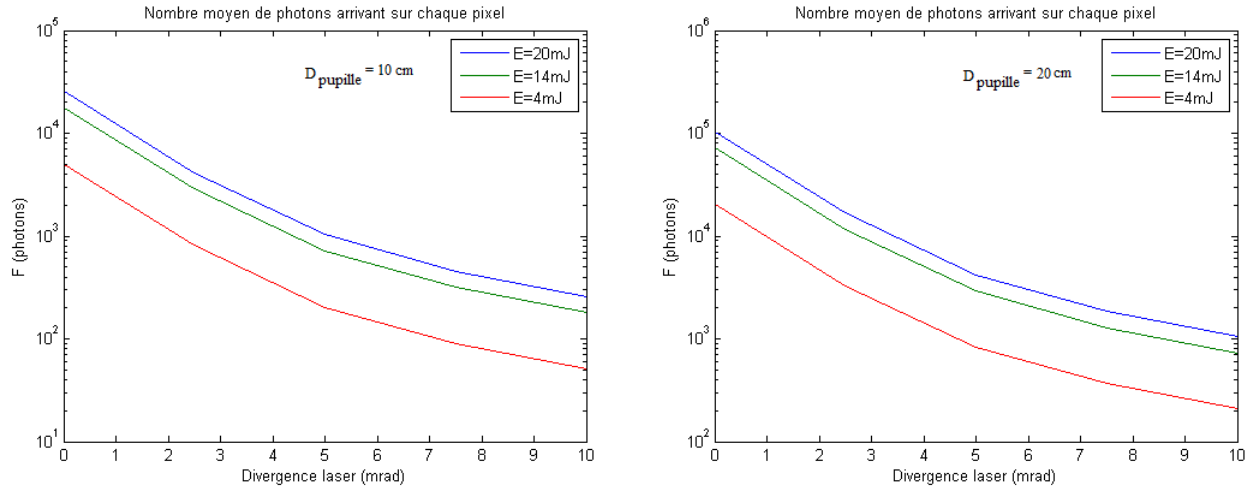


FIGURE 2.7 – Nombre moyen de photons arrivant sur un pixel du détecteur pour trois puissances laser. La distance objet/détecteur est de $L = 2 \text{ km}$, l'albédo objet $\rho = 0.5$ et la taille de pixel $d_{Pixel} = 20 \mu\text{m}$. A gauche $D_{pupille} = 10 \text{ cm}$ et à droite $D_{pupille} = 20 \text{ cm}$.

divergence du faisceau laser à plus grande portée mais son principal inconvénient est de restreindre le champ de vue du système. Pour lever cette limitation, la thèse se propose d'augmenter le niveau d'éclairement en maintenant un champ de vue identique par l'acquisition d'une mosaïque de la scène avec un laser très cadencé (Principe de l'IFLM).

2.1.3 Les imageurs flash laser actuels

Un imageur est un terme générique pour désigner un système d'acquisition d'images à plusieurs composantes. Les imageurs se distinguent par de nombreuses caractéristiques dont les principales sont la bande de longueurs d'onde d'acquisition, la vitesse d'acquisition (nombre d'images par seconde, temps de pose), la résolution et le grandissement (distance maximale de détection de l'objet). Parmi les systèmes d'imageur flash laser terrestres ou embarqués à longue distance, il existe les systèmes INTEVAC (USA) [[45]], Obzerv. Technologies Inc. (Canada) [[71]], Selex Sensors (UK) [[85]], IAAIS : Imagerie Active Améliorée pour Identification plus Sûr (France), GIBI : Gated Image with Burst Illumination (France) [[77]] et MILPAT : Laser Imaging Module for Terrestrial Applications (France) [[12]] [Figure 2.8].



FIGURE 2.8 – Exemples de systèmes terrestres ou embarqués (longue portée).

Les systèmes IFL sont commercialisés par des sociétés américaines et canadiennes.

La société américaine Interac [[45]] commercialise des IFL désignés par l'acronyme LIVAR (Light Illuminated Viewing Ranging) opérant à 1572 nm avec une résolution maximale de 640×480 pixels. Compacts et légers, les imageurs Intevac permettent de faire de la surveillance terrestre jusqu'à 5 km . Ils sont conçus pour répondre aux exigences des opérations clandestines et d'identification de cible à longue distance. Muni d'une caméra FLIR et d'une source d'éclairage laser, l'imageur a la capacité de détecter une menace à distance avec une résolution maximale, puis de fournir le flux d'éclairage nécessaire pour imager la cible [Figure 2.9]. Le système est capable de fonctionner en mode vidéo.

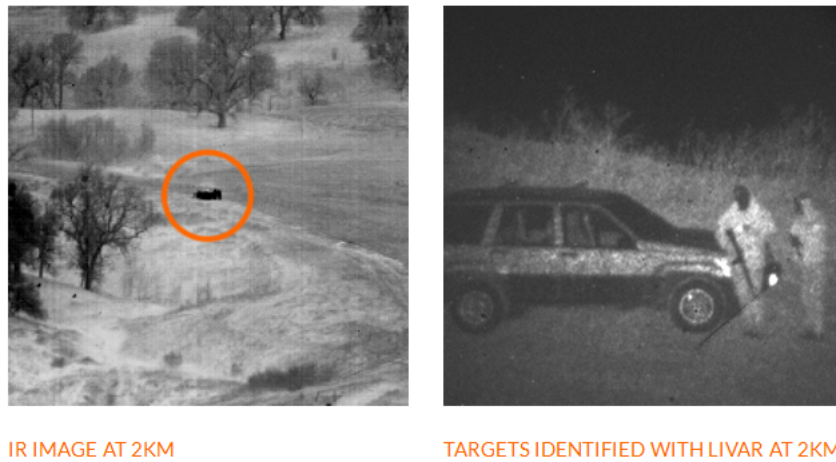


FIGURE 2.9 – Exemple d'une image active obtenue avec un système Intevac [Source : Intevac].

Les imageurs d'Obzerv [[71]] ont été conçus pour répondre aux exigences les plus rigoureuses des opérations de surveillance terrestre et maritime ainsi que de la protection des infrastructures critiques. Munis d'une caméra intensifiée à crénage spatial et d'une illumination laser opérant dans le proche infrarouge, les imageurs d'Obzerv sont également dotés d'un télescope achromatique à zoom continu motorisé permettant de forts grossissements.

Le détecteur MCT-APD/TIA (Mercury cadmium telluride (MCT) avalanche photodiode (APD) detector and

TransImpedance (TIA) pre-Amplifier) est le produit vedette de Selex Sensors [[9]]. Il a été conçu pour identifier des cibles (personnes, véhicules, ...) à des distances de l'ordre du kilomètre. Couplé avec un laser émettant à 1550 nm , il a une résolution maximale de 320×250 pixels.

Pour ce qui est des IFL français, l'Onera a développé l'IFL GIBI (Gated Image with Burst Illumination). Ce système fonctionne à 1570 nm avec une résolution maximale de 256×256 pixels, ce qui permet un sondage discret et sécurisé de la scène observée. La portée d'identification avec un FOV éclairé de 3 mrad a été démontrée à 3 km .

Système	longueur d'onde (nm)	FOV (mrad)	Portée (km)	Taille pixel carré (μm)	Vitesse d'acquisition	Résolution max. (pixel)
Interac	1572	$17,1 \times 12,9$	$5 - 20$	20	$\leq 30\text{ Hz}$	640×480
Obzerv	860	entre 8,4 et 146	$5 - 20$	—	30 Hz	1024×768
Selex	1550	entre 0,75 et 3	—	24	—	320×256
GIBI	1557	entre 3 et 8,5	$1 - 3$	20	10 Hz	256×256

TABLE 2.1 – Caractéristiques techniques de quelques IFL

2.1.4 Le principe de l'IFLM

Une nouvelle architecture d'imageur flash laser, appelée imageur flash laser mosaïque, a été imaginée et brevetée à l'Onera au DOTA : Département Optique Théorique et Appliquée [[36]]. Cette méthode vise à étendre les limites radiométriques de l'IFL classique. Elle est innovante sur les points suivants :

- **La puissance laser émise** : on remplace la source laser solide couplé à un OPO par un laser à fibre, plus puissant et opérant à beaucoup plus haute cadence (typ. quelques watts à 10kHz).
- **Le champ de vue** : on garde un champ du capteur identique IFL/IFLM grâce à une acquisition à haute cadence d'une mosaïque de la zone d'observation.

L'éclairement émis dans le plan d'observation étant limité pour les sources laser actuellement employées, l'idée ici, est de tirer parti de la haute cadence disponible en utilisant des lasers à fibre pour illuminer de manière très rapide des petites zones de la scène. Le principe est le suivant : le faisceau laser est défléchi tir à tir de manière très rapide, selon deux axes de sortie [Figure 2.10 (a)]. Une image, appelée imagerie, est acquise pour chaque petite zone éclairée [Figure 2.10 (b)]. Les imageries successives sont ensuite combinées pour construire l'image finale de la scène. L'image plein format de la zone d'observation est donc obtenue par acquisition à haute cadence d'imageries constituant autant d'éléments d'une mosaïque [Figure 2.10 (c)].

L'acquisition d'une imagerie fonctionne sur le même principe que celui de l'imageur flash laser pour lequel la scène est imagée en une seule acquisition. Le récepteur est muni d'une porte temporelle de très courte durée déclenchée avec un retard réglable par rapport à l'instant où l'impulsion laser est émise. Toutefois, chacune des acquisitions ne concerne qu'une petite partie du champ de vue caméra : seulement une petite partie est éclairée par le laser.

Ainsi, la divergence reste réduite (typiquement de l'ordre de la centaine de micro-radian), ce qui permet d'avoir un éclairage sur l'objet plus important que si celui-ci était réparti sur toute la scène d'observation (cas de l'IFL).

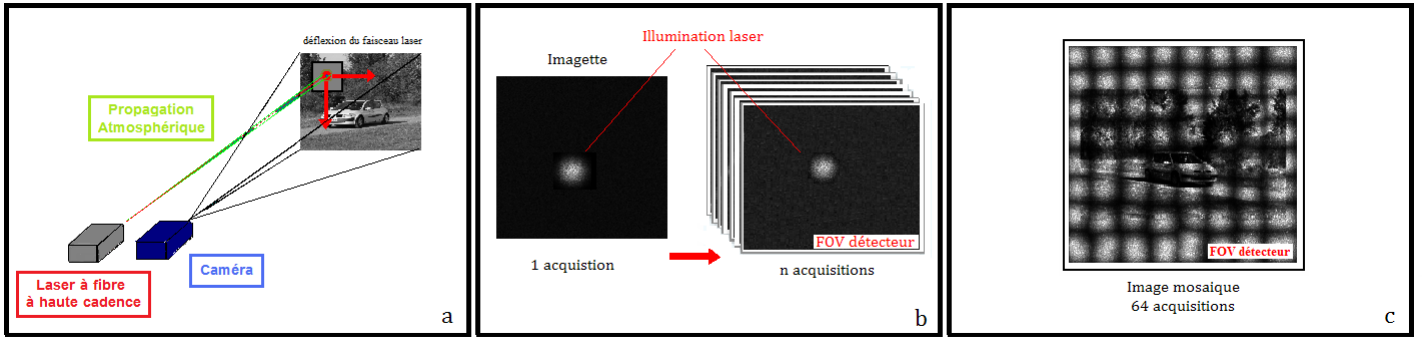


FIGURE 2.10 – Principe de l’imagerie flash laser mosaïque.

De plus, la haute cadence des lasers à fibre permet de balayer la scène observée à au moins la cadence d’un imageur flash laser. Les performances attendues par rapport à un système d’imagerie flash laser se traduit donc par une augmentation du rapport signal à bruit, pour une même portée et pour un même champ de vue, dès lors que la puissance moyenne d’émission est supérieure ou que la divergence de faisceau est réduite. Par exemple, à même cadence que l’IFL (typ. 10 Hz), on peut enregistrer 1000 imagettes à une cadence de 10 kHz (cadence typ. pour les lasers à fibre) avec un IFLM. Soit pour un même champ de vue, on peut diviser la divergence du faisceau laser par 30. Donc pour une même puissance crête le rapport signal à bruit sera multiplié par 30, lorsque ce dernier est limité par le bruit de photons.

L’image plein format est obtenue par l’acquisition à haute cadence d’une série d’imagettes constituant autant d’éléments d’une mosaïque. La scène n’est donc pas imagée en une seule acquisition mais en plusieurs acquisitions locales (imagettes).

Pour obtenir une image de la scène observée à partir de cet ensemble d’imagettes acquises, une méthode de reconstruction d’image est nécessaire. Dans un premier temps, l’image totale de la scène à imager est construite en prenant la valeur maximale de chaque pixel sur l’ensemble des imagettes [Figure 2.11].

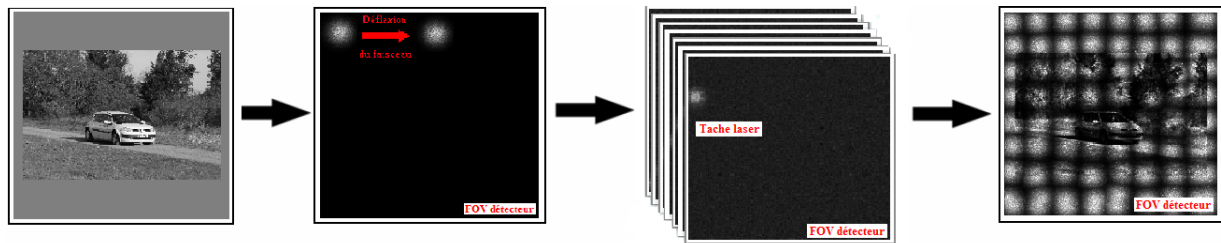


FIGURE 2.11 – Principe de reconstruction de la scène imagée par un système d’imagerie flash laser mosaïque.

Ce qui donne une image reconstruite à partir de l’ensemble des imagettes acquises avec des inhomogénéités tels que des effets de dôme d’illumination par exemple. D’autres méthodes mathématiques de reconstruction d’image existent. Certaines méthodes sont utilisées dans la thèse pour reconstruire la scène imagée en essayant de réduire en particulier les effets de dôme et sont présentées dans les chapitres suivants.

La reconstruction de la scène dépend du système de balayage, et plus précisément de la position et de la taille de l'illumination laser émise sur la scène. En effet, l'illumination laser étant moins divergente et localisée sur une zone de l'image par rapport à un imageur flash laser, l'image reconstruite de la scène est une image non homogène avec des effets de dômes. Si l'on rapproche les illuminations laser entre elles afin de limiter ces effets, l'acquisition des imagerie sera longue et/ou le champ de vue est réduit [Figure 2.12].



FIGURE 2.12 – Image mosaïque reconstruite avec 136 acquisitions laser (fort recouvrement des spots laser).

Si au contraire, nous écartons les illuminations entre elles, nous augmentons ainsi le champ de vue de la scène ou réduisons le nombre d'imagerie nécessaire mais les effets de dômes sur l'image finale sont amplifiés. De plus l'information entre chaque spot laser est perdue ou fortement bruitée [Figure 2.13].



FIGURE 2.13 – Image mosaïque reconstruite avec 21 acquisitions laser (faible recouvrement de spots laser).

C'est pourquoi un compromis entre le temps d'acquisition et l'espacement entre chaque tir laser doit être trouvé afin d'avoir le champ de vue souhaité tout en ne perdant pas trop d'informations de la scène à observer [figure 2.14]. Ce point est abordé au chapitre 5 plus précisément.

2.2 Description de l'instrument IFLM

L'IFLM peut être décomposé en quatre blocs élémentaires :

- l'**émission** : composée d'un laser à fibre pilotée en fréquence par un système externe,
- un **système de déflexion** : un dispositif de déflexion du faisceau selon deux axes : un axe horizontal et un axe vertical,



FIGURE 2.14 – Image mosaïque reconstruite avec 55 acquisitions laser.

- la **réception** : composée d'un récepteur opérationnel à haute cadence pour répondre à la cadence du laser, formé d'un système optique et d'une matrice de détection en plan focal pointés dans la même direction que l'émetteur.
- et un **système de synchronisation** : un générateur de fréquence synchrone permet le pilotage temporel du laser et du récepteur.

La possibilité d'une observation en temps réel dépend donc de la fréquence d'émission des pulses, mais aussi de la vitesse de déflexion et de la cadence d'acquisition du récepteur.

À l'émission

L'émetteur fournit la lumière qui éclaire l'objet dont on veut obtenir une image. Il est constitué d'une source cohérente, intense et directive. Cette source a les performances suivantes :

- **Une durée d'impulsion** courte de l'ordre de la nanoseconde afin de respecter la contrainte de temps d'intégration court.
- Plus **l'énergie par impulsion** de la source est élevée, meilleur est le rapport signal sur bruit (**RSB**) ou la portée. Le système a besoin d'une énergie très forte par pulse (de l'ordre de la centaine de μJ au mJ).
- **Une fréquence de répétition** de quelques kHz à quelques $10kHz$. Elle impacte sur le taux de rafraichissement image, la cadence de lecture du détecteur.
- **Une longueur d'onde** préférentiellement choisie pour les imageurs flash laser à $1,5\mu m$. Cela permet d'atteindre plus facilement la sécurité oculaire en réduisant la distance nominale de risque oculaire (**DNRO**) à un minimum acceptable par rapport à un emploi et une mission opérationnels et d'être moins perturbé par la turbulence lorsque le faisceau laser se propage dans l'atmosphère.

Un laser impulsionnel ou une diode laser modulée sont capables d'émettre des impulsions de courtes durées. Les propriétés directionnelles du faisceau laser permettent d'éclairer des objets à grande distance (de l'ordre de la dizaine de kilomètres) en limitant l'expansion transverse de l'énergie lumineuse au cours de la propagation. Classiquement en IFL, le laser utilisé est un laser **OPO** Nd :YAG, avec ou sans conversion de fréquence dont la longueur d'onde est de $1,5\mu m$, ou une barrette de lasers semi-conducteurs (700 à $980nm$).

Dans le système IFLM, le laser est remplacé par un laser à fibre avec une fréquence de répétition très élevée (quelques kHz).

Les lasers à fibre présentent de nombreux avantages très intéressants par rapport aux lasers solides. Ils ont :

- un **gain élevé** : le flux d'énergie de la pompe est élevé sur toute la longueur de la fibre.
- une **bonne qualité de faisceau** : les caractéristiques transverses sont déterminées par le profil d'indice et le diamètre de la partie active du guide d'onde, et sont donc indépendantes du pompage.
- une **robustesse** grâce à l'auto-alignement de la cavité.
- une **réduction des effets thermiques** : le grand rapport entre la surface extérieure et le volume actif permet une meilleure dissipation de la chaleur et une réduction notable des effets de lentille thermique dans le milieu à gain.
- une **haute cadence** : les lasers à fibre ne sont efficaces que lorsque l'intervalle de temps entre les impulsions est inférieur ou égal au temps de construction de l'inversion de population (temps minimum nécessaire pour obtenir une inversion de population maximale sous l'effet du pompage).
- des dopages de la silice par les ions des terres rares, tout comme les lasers solides, ouvrant des gammes spectrales variées dans le proche et moyen infrarouge. Les dopants les plus courants sont Yb^{3+} ($1\mu m$), Er^{3+} ($1,5\mu m$) et Tm^{3+} (autour de $2\mu m$).

Les lasers à fibre sont compacts mais cependant limités à des puissances crête de quelques $10kW$ car le faisceau reste confiné dans le coeur de fibre.

Les sources à $1,5\mu m$ restent possibles avec les lasers à fibre. Elles ont connu un développement relativement lent par rapport au développement des sources à fibre dopées Ytterbium. Cela est principalement dû à la complexité relative de la technologie de fabrication de ces sources. L'erbium permet d'amplifier une plage de longueurs d'onde d'environ $100nm$ autour de $1,5\mu m$ ce qui donne accès à des longueurs d'onde à sécurité oculaire. La faible absorption de l'erbium ne permet cependant pas d'atteindre des puissances moyennes élevées. Les fortes énergies (le mJ) ou la puissance moyenne supérieure à $10W$ nécessitent d'absorber des puissances de pompes élevées. Les lasers à fibre monomode à $1,5\mu m$ correspondant à nos besoins en termes de durée d'impulsion offrent actuellement des puissances moyennes annoncées jusqu'à $5W$ à une cadence de $10kHz$ et une durée d'impulsion $\leq 10ns$, et offrent la perspective de délivrer des puissances supérieures si des efforts sont faits.

Nous distinguons deux catégories de lasers à fibre : les lasers standard fibrés avec typiquement une puissance crête de $10 - 30kW$, une puissance moyenne comprise entre 1 et $10W$ et une fréquence laser de 10 à $100kHz$. En France, Keopsys [[52]] propose des lasers Erbium de puissance maximale de $2W$, à $1,5\mu m$ délivrant une énergie par impulsion de $200\mu J$ pour une durée d'impulsion de $10 - 20ns$. En Allemagne, IPG-Photonics commercialise des amplificateurs fibrés Erbium monomode à $1,5\mu m$ de puissance jusqu'à $5W$ [[74]].

On peut citer également les lasers fibrés moins cadencés (mais assez pour couvrir le champ de vue) et plus énergétique que l'on trouve en laboratoire avec typiquement une fréquence laser de $1kHz$, une puissance moyenne

Laser à fibre	Énergie par pulse (μJ)	Longueur d'onde (μm)	Cadence (kHz)	Durée d'impulsion (ns)	M^2	Puissance (W)
Keopsys	200	1,5	10	10 – 20	≤ 2	2
IPG - Photonics	200	1,5	25	0,5 – 200	$\leq 1,1$	5

TABLE 2.2 – Caractéristiques techniques de lasers à fibre du commerce.

comprise entre 10 et 100 W et une puissance crête de 1 MW .

Le système de balayage.

Le choix de la technologie de déflexion est un point clé pour l'imagerie flash laser mosaïque à haute cadence car il définit la vitesse de déflexion, mais aussi d'autres paramètres tels que la puissance optique transmise et admise, et les motifs de balayage de faisceau réalisables. On recherche une technique de déflexion laser qui réalise un compromis entre minimisation des pertes d'énergie et efficacité de déflexion (vitesse de déflexion, points accessibles, ...).

Plusieurs techniques de déflexion existent :

- **Déflexion par miroirs oscillants ou de polygones rotatifs réfléchissants** [[20]]. Le faisceau laser incident est réfléchi sur un miroir dont l'inclinaison varie, il n'y a pas de limite en terme d'énergie. Le miroir est actionné à vitesse constante, il n'y a donc pas de problème d'accélération ou d'inertie. Toutefois, ce système ne permet de balayer qu'en ligne (pas de points discrets ou d'autres motifs) et il faut rajouter un mouvement selon le second axe pour couvrir une surface. Ce système permet un balayage selon des droites parallèles, sur lesquelles l'espacement des points n'est constant qu'aux petits angles. Ils sont utilisés dans de nombreux domaines, de l'industrie (pour le marquage par laser par exemple) et de l'observation (les systèmes LIDAR de la société RIEGL utilisent un polygone rotatif).
- **Déflexion par miroirs sur piézoélectrique** [[31]]. Ils sont actionnés selon deux méthodes : par un système motorisé en rotation ou par un système d'inclinaison selon plusieurs axes contrôlés par des vérins piézoélectriques. Ces deux méthodes sont limitées en vitesse de fonctionnement par leur fréquence de résonance mécanique de l'ordre de quelques kHz au maximum. Une fois dépassée, il y a une perte de sensibilité à la commande appliquée voire un risque de mouvements non prévisibles [Table 2.3].

Il existe deux principales architectures pour les actionneurs piézoélectriques dans le cadre de la déflexion optique : trois actionneurs situés à 120° sont commandés simultanément (triple drive design), ou deux paires d'actionneurs fonctionnent en mode push-pull (differential drive design) [[33]].

- **Déflexion par lentilles excentrées** [[59]]. On utilise deux lentilles séparées par la somme de leurs distances focales, la déflexion est créée par le déplacement latéral de la seconde lentille par rapport à la première. [Tables 2.4 et 2.5]
- **Déflexion par prismes de Risley** [[93]]. On utilise deux prismes situés sur le même axe, dont la combinaison des rotations permet d'effectuer la déflexion du faisceau incident. L'angle de déflexion est défini par

Modèle de la société Physik Instrumente [[33]]	S-325 (triple drive)	S-330 (differential drive)
Actionneur	Tripode	Push-pull (2×2)
Angle maximum de déflexion	10 <i>mrad</i>	20 <i>mrad</i>
Précision	de 50 <i>mrad</i> à 1 μ <i>rad</i>	20 <i>mrad</i> à 0,5 μ <i>rad</i>
Temps de réponse	< <i>ms</i>	< <i>ms</i>
Fréquence de résonance (avec miroir de 25 <i>mm</i>)	1 <i>kHz</i>	1 <i>kHz</i> à 2,6 <i>kHz</i>

TABLE 2.3 – Caractéristiques techniques des actionneurs piézoélectriques

Angle de déflexion maximal	$\sim 25^\circ$, dépend de la distance focale et du diamètre des lentilles
Divergence du faisceau	dépend du diamètre des lentilles et de leur distance focale
Amplitude spectrale	de UV à VLWIR
Transmission	Selon le matériau, la longueur d'onde du laser et de l'angle de déviation [Table 2.5]

TABLE 2.4 – Caractéristiques techniques des lentilles excentrées

deux paramètres : son attitude (angle par rapport à l'axe optique) et son azimut (angle par rapport au plan perpendiculaire à l'axe optique, autour de celui-ci) [Figure 2.15].

La rotation relative des deux prismes fixe l'angle d'attitude, et la rotation de l'ensemble constitué par les prismes fixe l'angle d'azimut. Les rotations sont réalisées par un système en boucle fermée comportant un moteur pour chaque prisme et des capteurs de position angulaire pour permettre le contrôle précis de l'angle [Figure 2.16]. Les prismes de Risley permettent un scan en forme notamment de spirale, cercle, rosace, ou discret [Table 2.6].

- **Déflexion par systèmes acousto-optiques** [[25]]. On utilise ici les propriétés des interactions onde acoustique-lumière incidente dans les matériaux cristallins. Deux approches existent. L'onde acoustique est soit générée dans le matériau par un transducteur, la tension crée alors une onde acoustique se propageant dans le cristal et la déformation de la maille correspondant à l'onde sonore crée alors des variations de l'indice optique qui vont diffracter le faisceau laser incident, soit les phonons générés par l'excitation sonore viennent percuter les photons du faisceau laser incident, et par la loi de conservation de la masse et de l'énergie, les photons sont déviés.

L'acousto-optique est utilisé pour des applications de haute précision, et des scans de petites amplitudes angulaires. Le temps de commutation faible et la possibilité d'adresser des points de manière discrète sont les principaux points forts de cette technologie [Table 2.7].

- **Déflexion par systèmes électro-optiques** [[86]]. On utilise des matériaux soumis à l'effet électro-optique

Matériaux	Ge	Si	GaAs	ZnSe	ZnS
Indice de réfraction	4.0	3.4	3.3	2.4	2.3
Angle de déflexion maximal	28	25	24	18	17
Bande spectrale (μ m)	6.5 - 13	1.5 - 6.5	13 - 17	0.65 - 1.5	0.46 - 1.5

TABLE 2.5 – Propriétés de la lentille excentrée en fonction du matériau [[91]]

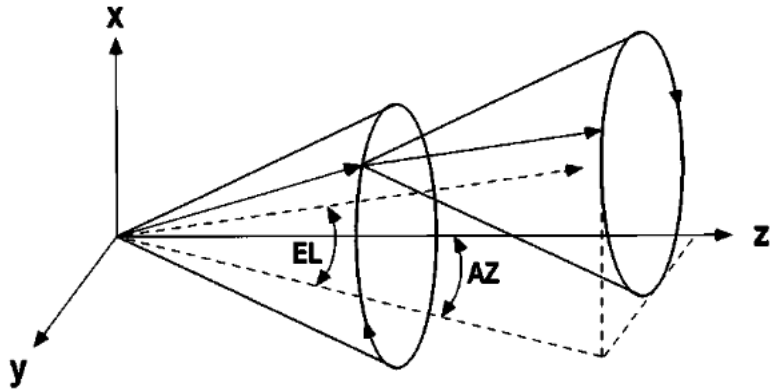


FIGURE 2.15 – Schéma de l'angle d'altitude (EL) et l'angle d'azimut (AZ).

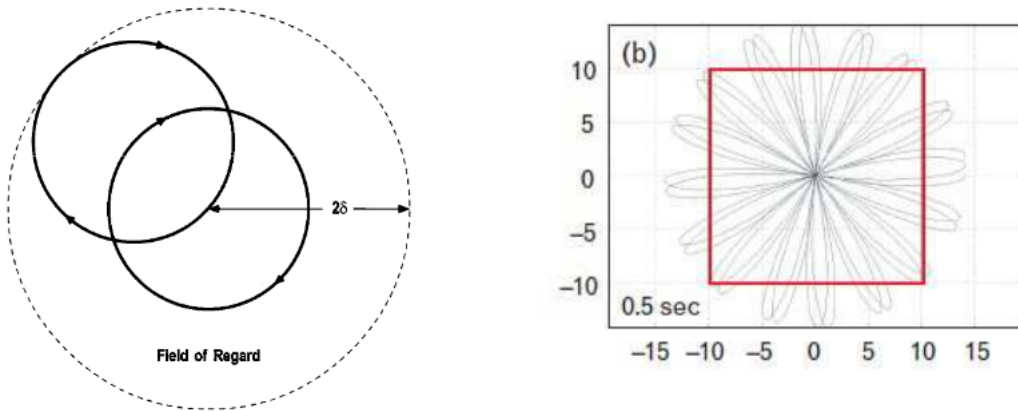


FIGURE 2.16 – A gauche : cercles obtenus par l'action de chaque prisme. A droite, rosace obtenue par rotation à deux vitesses constantes mais différentes

Angle de déflexion maximal	45°
Amplitude spectrale	Selon le matériau du prisme, VIS à VLWIR
Transmission	Jusqu'à 75 – 80%
Fréquence de fonctionnement	500 Hz

TABLE 2.6 – Caractéristiques techniques des prismes de Risley

Déviation	100 mrad ± 42 mrad selon chaque axe
Transmission	98 % par axe soit 96 % au total
Efficacité dans l'ordre 1 – 1	> 68 %, en moyenne 76 %
Temps de commutation	< 64 ns
Matériau	TeO ₂
Ouverture	4,5 mm

TABLE 2.7 – Caractéristiques techniques d'un système acousto-optique [[72]].

linéaire. Le principe consiste à créer un gradient d'indice optique sur le chemin du faisceau laser incident. Ce gradient est créé par l'application d'un champ électrique à travers deux faces opposées d'un cristal. La partie basse du faisceau traverse une zone d'indice plus élevée, son trajet est donc plus lent, ce qui cause la déflexion du faisceau laser incident. Un angle supplémentaire est apporté par le changement d'indice à l'interface de sortie.

La fréquence de fonctionnement ne dépend que de la vitesse de l'électronique de commande qui génère le gradient d'indice. Toutefois, la capacité du système influe sur le temps de réponse de celui-ci, et donc sur le temps de déflexion. Avec un déflecteur d'une capacité de $\approx 45 \text{ pF}$, le changement de direction s'effectue en 6 ns [Table tab :electro].

Matériau	LiNbO ₃ ou LiTaO ₃ + revêtement anti-réflexion
Transmission	$> 99 \%$
Efficacité en déflexion	100%
Puissance supportée	$\approx 1W$ en puissance moyenne
Temps de déflexion	de l'ordre de la ns

TABLE 2.8 – Caractéristiques techniques des systèmes électro-optiques.

Cette technologie présente de très bonnes performances en temps et efficacité de déflexion. Toutefois, les diamètres de faisceaux admissibles sont petits : ouverture disponible de 1 à 3 *mm* avec une baisse de la sensibilité de déflexion avec l'augmentation du diamètre [[38]] et leur tenue reste limitée au forte puissance moyenne.

- **Déflexion par cristaux liquides** [[60]]. On utilise des cristaux liquides biréfringents. Le chemin optique pour différentes polarisations du faisceau est donc différent car l'indice optique dépend de la polarisation de la lumière le traversant. Les différentes polarisations d'un faisceau seront donc séparées lors de son passage à travers les cristaux liquides.

Plusieurs configurations sont possibles pour réaliser une déflexion par cristaux optiques. L'une d'entre elles est une combinaison de prismes et de cristaux liquides [[98]]. La forme et la biréfringence des prismes introduit l'angle de déflexion, et la présence des cristaux liquide permet de choisir une polarisation du faisceau incident et donc l'angle de déflexion parmi deux possibles pour un faisceau en entrée comportant deux polarisations. On utilise également une matrice de cristaux liquides, par exemple des cristaux liquides ferro-électriques car ils ont une plus grande vitesse de fonctionnement que les autres cristaux liquides [Table 2.9].

Angle de déflexion maximal	Jusqu'à plusieurs dizaines de mrad
Amplitude spectrale	Selon le matériau du prisme, VIS à NIR
Transmission	60%
Fréquence de fonctionnement	50 Hz
Précision	10 nrad

TABLE 2.9 – Caractéristiques techniques des systèmes de déflexion par cristaux liquides

- **Déflexion par micro-prismes à électro-mouillage**. On utilise un liquide électrolytique que l'on place entre deux électrodes. L'application d'une tension aux bornes du liquide permet de moduler l'angle de contact

liquide-parois en attirant les ions et donc de reproduire plusieurs géométries de prismes avec un seul dispositif. L'angle de déflexion dépend des dimensions du dispositif et de l'indice optique du liquide. La fréquence de fonctionnement du dispositif est de l'ordre du kHz [Table 2.10].

Angle de déflexion maximal	0,25 rad
Transmission	Jusqu'à 70 – 95%
Fréquence de fonctionnement	kHz

TABLE 2.10 – Caractéristiques techniques des micro-prismes

	Intérêt opérationnel de la technologie	Commercial	Vitesse de fonctionnement (kHz)	Efficacité de déflexion (%)	Type de scan	Précision (μrad)
Miroirs	$\pm \pm$	Oui Oui	0,1 – 0,2	85	Linéaire et second axe	
Miroirs avec actionneur piézoélectriques	$\pm \pm \pm$	Oui	2,6		Continu	< 0,5
Lentilles excentrées	\pm	Oui			Continu	
Prismes de Risley	$\pm \pm \pm$	Oui	0,5 [[91]]	75 – 80	Spirale, discret., rosace	700
Systèmes électro-optiques	$\pm \pm \pm$	Oui	MHz	98,5	Tous	
Systèmes acousto-optiques	$\pm \pm$	Non	≈ 1	70 – 95 [[60]]	Discret	
Cristaux liquides	$\pm \pm$	Oui et non	0,05 – 5	60	Discret	< 0,04

TABLE 2.11 – Comparaison des principaux systèmes de déflexion laser

Une comparaison des différents systèmes de déflexion est résumé dans le tableau [Tableau 2.11]. De ces différentes solutions, nous retenons les trois techniques que sont le miroir oscillant, le prisme de Risley et le système électro-optique qui correspondent le mieux pour un imageur flash laser mosaïque. Leurs caractéristiques techniques sont les plus appropriées pour la taille de faisceau incident ($\leq 1 mrad$), la cadence de balayage et le champ de vue souhaités par le système. Nous avons bien noté que le système électro-optique est limité en puissance moyenne, mais compte tenu des avantages offerts nous la gardons comme solution.

À la réception

Le récepteur est constitué d'un système optique de détection pointé dans la même direction que l'émetteur, et d'une caméra. La caméra a pour fonction de réaliser la porte temporelle, de détecter et d'amplifier le signal. Il est capable de prendre une prise de vue du type « flash ».

Traditionnellement, le système optique est composé d'un télescope et d'un filtre interférentiel et est placé avant la matrice de détection. Le plan image de ce système est conjugué avec la surface sensible du détecteur et un éventuel facteur d'agrandissement. Les systèmes optiques employés en vision présentent des nombres d'ouverture proches de 1 et parfois même inférieurs pour des raisons de compacité. De ce fait, ils présentent des aberrations qui peuvent être importantes. La résolution du système est donc rarement proche de la diffraction sur tout le champ de l'optique. Le diamètre et la focale de la lentille sont adaptés en fonction de la résolution et de la portée désirées.

La matrice de détection est une structure multicouche posée sur un circuit de lecture en Si (matrice **CCD** (Charge-Coupled Device) ou **CMOS** (Complementary Meta-Oxyde Semi conducteur)).

Pour un imageur flash laser mosaïque, le système de réception doit permettre des acquisitions à grande cadence pour répondre à la cadence du laser. Ce qui nécessite des cadences de quelques kHz . Le balayage du champ est électronique (lecture du détecteur par zones d'intérêt), et non mécanique, ce qui signifie que la ligne de visée de la matrice de détection reste fixe. Les problèmes de balayage mécanique rapide en réception, d'harmonisation des voies et de stabilité de pointages sont alors éliminés.

Des caméras ultra rapides sont commercialisées par la société Xénics comme la caméra Cheetah capable d'acquérir des images à une cadence du kHz [[98]].

2.3 Le bilan radiométrique

Un bilan radiométrique nous permet ici d'évaluer l'accroissement de performances attendu avec le nouveau concept d'IFL, en fonction des IFL existants et des lasers fibrés disponibles.

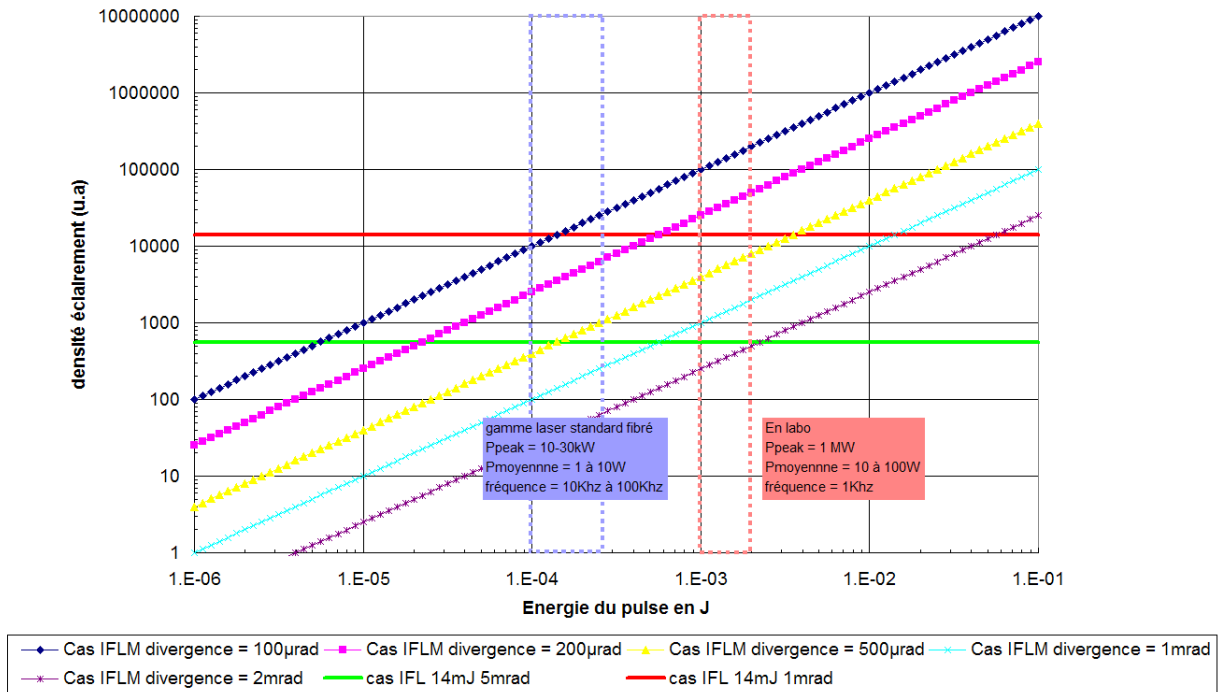


FIGURE 2.17 – Densités d'éclairement en fonction de l'énergie du pulse laser d'un IFLM.

Pour cela, nous avons tracé sur le graphique 2.17 la densité d'éclairement en fonction de l'énergie du pulse laser pour différentes divergences du faisceau laser. Ces niveaux d'éclairement sont comparés à un système de 14 mJ /pulse (avec **OPO** refroidi par air) et deux divergences : 5 $mrad$ à courte portée (cinq premiers kilomètres) et 1 $mrad$ à plus longue portée. Nous sommes ici loin des performances maximales des OPO mais nous faisons le choix d'une source très compacte et refroidi par air qui a été déjà embarquée dans des systèmes aéroportées.

Le graphique 2.17 a été réalisé à l’aide de l’équation 2.9, en prenant une taille de pixel de $30 \mu m^2$ et un diamètre de pupille de 20 cm . L’albédo de la cible de 1. Nous faisons l’hypothèse de pertes d’insertion négligeables pour le système de déflexion du faisceau laser, ce qui serait le cas par exemple avec des miroirs.

Nous constatons que :

- **Avec un laser standard fibré (zone délimitée bleue)** : nous observons un gain de la densité énergétique du nouveau concept à partir du moment où la divergence du faisceau laser est inférieure ou égale à $500 \mu rad$ à courte portée et $100 \mu rad$ à longue portée. Pour atteindre les performances de l’IFL, ces sources laser imposent donc d’avoir une divergence de faisceau très faible.
De plus, les sources laser standard fibrées sont des sources très cadencées : si la fréquence du laser est plus importante que la fréquence nécessaire à l’IFLM pour couvrir le champ de vue de l’IFL conventionnel, cela veut dire que nous pouvons augmenter le champ de vue éclairé de l’IFLM avec cette nouvelle source laser.
- **Avec un laser fibré moins cadencé et plus énergétique (zone délimitée rouge)** : pour atteindre les performances de l’IFL, ces sources laser imposent d’avoir une divergence inférieure ou égale à 1 mrad à courte portée et $200 \mu rad$ à plus longue portée. La divergence du faisceau laser est ici suffisamment grande pour ne pas avoir de problème de pointage si nous la diminuons pour augmenter les performances du nouveau concept.

L’accroissement de performances attendu d’un IFLM par rapport à un imageur flash laser se traduit, soit par une augmentation du champ de vue éclairé lorsque la portée est identique, ce qui permet d’imager un plus grand champ, soit par une augmentation de la portée lorsque le champ de vue éclairé est réduit ou identique (même puissance crête).

2.4 Comment évaluer l’IFLM ?

L’objectif de la thèse est d’évaluer les performances du système. Du fait de la nouvelle configuration que propose ce nouveau concept, certains effets, que nous n’avons pas avec un système d’imagerie flash laser conventionnel, sont à prendre en compte et/ou à étudier avant l’évaluation du système :

- **Effets de dôme renforcés sur l’image.** Le faisceau laser est moins divergent et localisé sur une zone de l’image par rapport à un système d’imagerie flash laser classique. Nous avons une image de la scène, non homogène avec des effets de dômes. Nous avons bien noté que nous pourrions éventuellement supprimer le dôme avec la mise en place d’un homogénéisateur de faisceau, mais cela complexifierait le système et induirait des pertes. Donc nous sommes parti d’une solution où nous espérons que le traitement réduira cet effet.
- **Effets d’instabilités du système d’émission.** Les fluctuations de pointage du système laser lui-même ont un effet plus important sur les performances du système que dans le cas d’une imagerie flash laser classique.
- **Effets renforcés de la turbulence atmosphérique.** Lorsqu’un laser de faible divergence se propage à travers la turbulence, comme c’est le cas pour l’IFLM, le faisceau « danse » (beam wander) et s’élargit (beam spreading). Ces deux effets ont un impact sur les performances du système IFLM. Il convient de les prendre en compte en plus des effets de scintillation (fluctuation aléatoire de l’intensité lumineuse du faisceau laser

dû à la turbulence atmosphérique) déjà présents sur un imageur IFL classique. Un exemple est donné figure 2.18 et montre les effets de la turbulence atmosphérique sur le faisceau laser en fonction de sa divergence. S'ajoute également la scintillation dont il convient de s'assurer si elle diffère ou non de celle obtenue avec un IFL conventionnel.

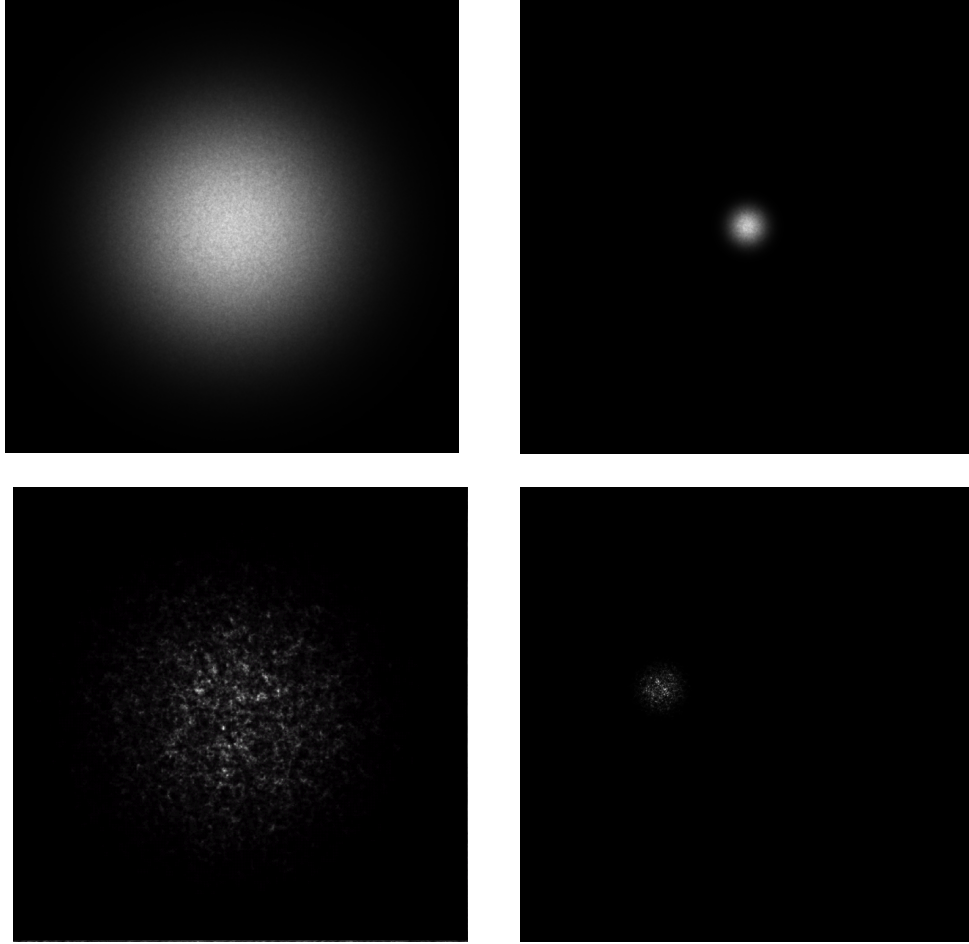


FIGURE 2.18 – Illustration du faisceau laser dans le plan focal de l'image à $1km$ de la source, pour une divergence de faisceau de 5 mrad (à gauche) et $800 \text{ } \mu\text{rad}$ (à droite). La force de la turbulence est de $C_n^2 = 1.10^{-15} m^{-2/3}$ (en haut) et $C_n^2 = 2.10^{-13} m^{-2/3}$ (en bas). La longueur d'onde est de $1,57 \mu m$.

C'est pourquoi, nous avons :

1. Analysé les phénomènes physiques mis en jeu, notamment la propagation atmosphérique aller/retour d'un faisceau peu divergent en milieu turbulent et l'acquisition d'une image par un détecteur matriciel.
2. Développé une méthode de restauration de l'image mosaïque pour réduire les effets de dômes.
3. Évalué les images ainsi obtenues à l'aide de critères de qualité d'image et les comparer à des images obtenues par un IFL conventionnel.

Chapitre 3

Étude physique d'une imagerie flash laser mosaïque

Contents

3.1	Description du modèle direct	54
3.2	Les différents modules et effets à prendre en compte	56
3.2.1	La déflexion d'une source laser (1)	56
3.2.2	Les effets de la rétrodiffusion (3)	57
3.2.3	Le système de détection (5)	59
3.2.4	Les effets de la turbulence atmosphérique sur le trajet aller et retour (2 et 4)	63
3.3	Simulations numériques	75
3.3.1	Conditions nominales	75
3.3.2	Simulation de la propagation atmosphérique aller	76
3.3.3	Résultats de simulation dans le plan focal de l'image	81
3.3.4	Simulation de la propagation atmosphérique retour	82
3.3.5	Résultats de simulation dans le plan du détecteur	83
3.3.6	Acquisition des éléments mosaïques	83
3.4	Premières validations du modèle direct	84
3.4.1	Propagation sur le trajet aller	84
3.4.2	Propagation sur le trajet retour	90

L'évaluation des performances d'un système d'imagerie laser est souvent délicate en environnement extérieur car elle nécessite une maîtrise complète des conditions atmosphériques tout en limitant le nombre de cas de fonctionnement possible. C'est pourquoi cette évaluation est souvent réalisée en laboratoire où deux phénomènes prépondérants agissant sur la qualité de l'imageur flash laser 2D sont maîtrisés : la turbulence atmosphérique et le capteur [[76] [41] [88] [35]].

L'atmosphère a trois principaux effets sur la propagation du laser : il y a une atténuation du signal due à la diffusion et l'absorption des molécules présentes sur le trajet, une déformation du faisceau et une fluctuation du signal induit par la turbulence du milieu. Le capteur quant à lui, vient ajouter du bruit sur l'image.

Un modèle numérique d'analyse complète de l'imagerie active a été présentée dans [[88]] et plus tard étendu par l'agence Suédoise de Recherche de Défense (FOI). L'Onera a développé un Programme d'Imagerie Active Fin (**PIAF**) qui décrit finement les phénomènes physiques mis en jeu. Ces modèles de simulation ont pour but d'évaluer les paramètres dimensionnant d'un imageur actif de type flash laser ainsi que leur degré d'impact. Mais ils ont le désavantage d'être des codes lourds et très gourmands en temps de calcul.

Pour le système IFLM, nous nous intéressons ici à la simulation d’images courte pose (illumination instantanée) composées de K imagerie, pour une propagation horizontale à travers l’atmosphère, sur une distance de l’ordre du kilomètre et une divergence de faisceau laser petite, inférieur au mrad, ce qui peut demander des temps de simulation très grands avec les modèles numériques existants. Le modèle de simulation exposé dans ce chapitre permet de s’affranchir de ce problème. Il présente l’avantage de décrire finement les phénomènes physiques mis en jeu avec des temps de calculs très rapides et s’appuie sur un code précédemment développé pour les imageurs flash laser [[95]] et validé [[1]] au-delà du domaine de Rytov (des faibles turbulences).

Ainsi le développement d’un modèle direct dans cette étude a permis de fournir des images IFL (acquisition plein champ) et IFLM (acquisitions par balayage) de synthèse nécessaires à l’évaluation de performances d’un IFLM. Cela a permis également de mettre rapidement en place des techniques de reconstruction de la scène totale (Chapitre 4).

Ce chapitre décrit le modèle direct développé au cours de la thèse. La modélisation du système de déflexion, typique d’une IFLM, est décrit (§3.2.1). On rappelle ensuite que ce modèle se limite à l’étude d’un objet ayant un comportement lambertien et que le signal rétrodiffusé est capté par un système optique imageur (§3.2.2). La chaîne de formation de l’image active et les facteurs électroniques limitant la qualité de l’image sont alors étudiés dans ce chapitre (§3.2.3). Le chapitre propose également une revue sommaire de la turbulence atmosphérique et son impact sur la propagation aller et retour d’une onde lumineuse. Comme la turbulence atmosphérique est un phénomène aléatoire, sa modélisation se fait statistiquement et fait appel à la théorie des processus stochastiques (§3.2.4). Enfin, une première validation du modèle direct est réalisée par comparaison des résultats obtenues par le modèle avec des résultats de la littérature (§3.4).

3.1 Description du modèle direct

Pour la réalisation du modèle direct représentatif d’un IFLM plusieurs étapes du système doivent être prises en compte : la source, le système de déflexion, la propagation atmosphérique du faisceau sur le trajet aller, sa rétro-diffusion sur la cible, la propagation atmosphérique retour et la détection. Le modèle direct peut donc être divisé en plusieurs blocs [Figure 3.1] :

1. La source et la déflexion du faisceau laser,
2. le trajet aller,
3. la rétrodiffusion sur l’objet,
4. le trajet retour,
5. et la détection par le système imageur.

La déflexion du faisceau laser n’est considérée que dans les cas de simulation IFLM. Elle consiste à balayer le faisceau laser peu divergent pour illuminer la totalité de la scène.

1. Deflection on a Gaussian laser beam

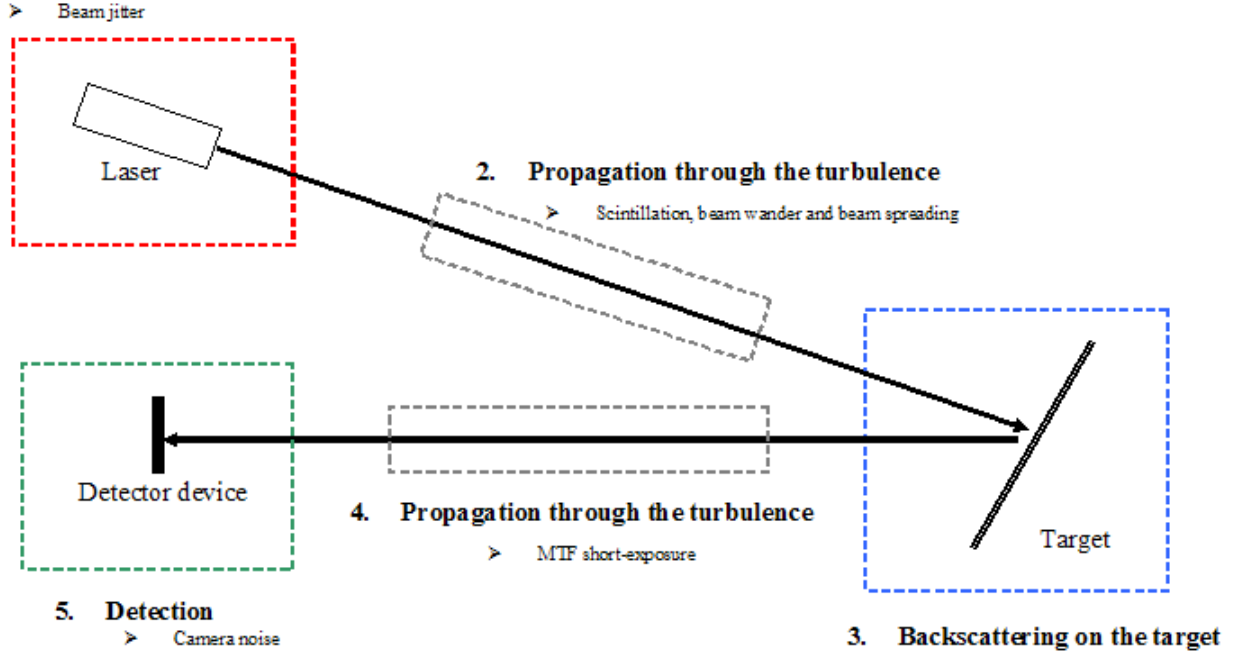


FIGURE 3.1 – Schéma de principe général appliqué pour développer un simulateur IFL et un simulateur IFLM [[92]].

À l’aller comme au retour, la propagation des faisceaux laser va être perturbée par la turbulence atmosphérique, mais les phénomènes induits n’auront pas la même portée et ne se modélisent pas de la même façon.

À l’aller le faisceau est un faisceau laser d’amplitude gaussienne et de rayon w_0 à $(1/e)^2$ en énergie. Les phénomènes prépondérants sont le basculement du faisceau (déviation aléatoire du centre du faisceau), son élargissement et la scintillation. Sur le système IFL classique, du fait de la grande divergence du faisceau, les deux premiers effets sont négligeables. Dans le cas d’un système IFLM ce n’est plus le cas, il faut donc les prendre en compte dans le modèle. Au retour, après rétrodiffusion par les objets de la scène, nous pouvons assimiler le faisceau à une onde sphérique émise depuis chaque point du champ objet. Du fait de la turbulence, le front d’onde du faisceau est déformé et l’amplitude n’est plus uniforme. Nous considérons que ce dernier effet est moyenné par l’intégration sur la pupille lors de la formation d’image. Seuls les effets de phase sont pris en compte pour évaluer la dégradation de l’image. Ces effets ne sont pas identiques dans le champ (phénomène d’ansoplanétisme).

Le faisceau laser éclaire la scène puis se réfléchit sur l’objet. L’objet est considéré comme ayant un comportement lambertien en diffusion : la diffusion par chaque facette d’un objet est considérée comme étant isotope.

L’image de l’objet par le système optique est ensuite échantillonnée par une matrice de détecteurs bidimensionnels, au nombre fini de pixels. L’image numérique est alors un signal 2D constitué de lignes et de colonnes où la valeur d’un pixel représente l’intensité lumineuse spatialement localisée. Nous supposons que l’instrument est parfait : la FTM optique prise en compte ici est l’auto-corrélation de la pupille. De plus, le détecteur est également considéré comme parfait : la FTM détecteur est un sinus cardinal associé à la taille du pixel. Le modèle prend en compte l’échantillonnage du détecteur ainsi que les bruits suivant : le bruit de lecture, le bruit photonique et le

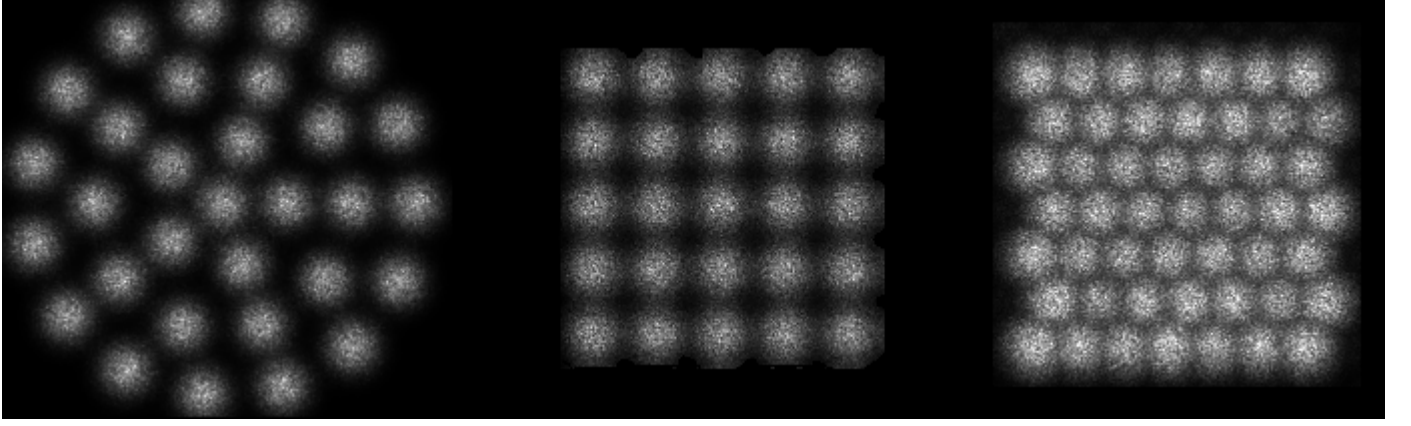


FIGURE 3.2 – À gauche : le balayage circulaire. Au centre : le balayage en ligne. À droite : le balayage en quinconce.

bruit de numérisation.

Ainsi, la répartition de l'éclairement dans le plan image s'écrit :

$$I_{éch.} = [O_{ill} \otimes PSF_{turb} \otimes PSF_{opt} \otimes PSF_{det}] \times \text{III}_{éch.} + b \quad (3.1)$$

avec

O_{ill} , la répartition transverse de la luminance réfléchie par l'objet (1 et 2)

$O_{ill.} = [\text{Objet} \times I_{laser}]$

PSF_{turb} , la Fonction d'étalement du point (Point Spread Function ou PSF en anglais) de l'atmosphère

PSF_{op} , la Fonction d'étalement du point (Point Spread Function ou PSF en anglais) de l'optique de réception

PSF_{det} (5), la Fonction d'étalement du point (Point Spread Function ou PSF en anglais) du détecteur

$\text{III}_{éch.}$, l'échantillonnage (5)

b , le bruit lié à l'image (5).

Chaque bloc est détaillé dans la suite du chapitre. Le modèle direct simule des images représentatives d'un IFL et d'un IFLM. Dans le cas de l'IFL, une unique acquisition de l'image plein champ est faite : il n'y a pas de balayage du faisceau laser et l'image est acquise en une seule fois. Dans le cas de l'IFLM, k acquisitions de petites zones de la scène sont faites séparément : les effets atmosphériques et capteur sont modélisés k fois.

3.2 Les différents modules et effets à prendre en compte

3.2.1 La déflexion d'une source laser (1)

Le dispositif de déflexion du faisceau laser assure la fonction d'illumination de la scène par balayage. Cette déflexion se fait suivant un motif de balayage prédéfini : les systèmes de déflexion mécaniques à miroirs offrent la possibilité d'un balayage en lignes, en colonnes et en quinconces alors que les déflecteurs acousto-optiques et les déflecteurs électro-optiques offrent une plus grande liberté de mouvement avec un balayage en cercles concentriques, spirales ou rosaces [Figure 3.2]. Nous avons donc introduit ces différents motifs dans le modèle.

Sur la base d'un balayage en ligne, les paramètres d'entrée sont les angles de déflexion selon les axes x et y , les espacements entre deux tirs successifs dx dy et les coordonnées du centre du motif x_0 et y_0 . Le balayage en ligne se fait alors successivement de gauche à droite (les lignes paires, en partant de zéro) et de droite à gauche (les lignes impaires) de la scène.

Pour un balayage en colonne, le fonctionnement est identique au balayage en lignes, mais les coordonnées x et y sont échangées. Ce motif de balayage ne présente pas d'intérêt en soi pour la simulation. Il présente cependant un intérêt pour les expériences sur le terrain si l'objet visé est en mouvement. En effet, les mouvements se traduisent essentiellement par des déplacements horizontaux et des déformations, les balayages en lignes et en colonnes donneront donc des résultats différents.

Sur la base d'un balayage en cercles concentriques, les paramètres d'entrée sont le rayon du cercle intérieur, qui correspond également à l'écartement entre les cercles successifs, la vitesse linéaire (espacement entre deux points sur le même cercle), le nombre de cercles et les coordonnées du centre des cercles. Il est également possible de faire des balayages constitués de plusieurs cercles concentriques parcourus dans le sens trigonométrique.

Enfin pour un balayage en quinconce le fonctionnement est identique au balayage en lignes, où une ligne sur deux est en décalage de la moitié d'un élément par rapport à la ligne qui la précède ou qui la suit. Le motif simple du quinconce est ainsi répété sur l'ensemble des éléments disposés. Ce motif de balayage présente un intérêt pour couvrir de manière optimale la scène observée, l'éclairement est plus uniforme [Fig. 3.2 motif de droite].

3.2.2 Les effets de la rétrodiffusion (3)

Nous avons vu que le faisceau laser d'un imageur actif éclaire la scène puis se réfléchit sur les objets. Une partie de cette illumination est ensuite enregistrée par le détecteur. La manière dont un objet réfléchit la lumière dépend de ses caractéristiques microscopiques. Un objet quelconque peut être diffusant ou spéculaire.

Deux situations sont alors possibles :

- la réflexion du faisceau par l'objet est dite spéculaire lorsque la surface réfléchissante se comporte comme un miroir. L'angle d'incidence est identique à l'angle de réflexion et les rayons incidents et réfléchis sont contenus dans des plans perpendiculaires à la surface réfléchissante grâce aux lois de Snell-Descartes [Figure 3.3].
- la réflexion est dite diffuse lorsque le rayon lumineux est absorbé par la surface de l'objet et une fraction du rayon est retransmise dans toutes les directions de l'espace avec une amplitude égale [Figure 3.4]. Lorsque l'objet est parfaitement diffusant, on dit qu'il est lambertien.

Les objets combinent généralement ces deux modes. Pour déterminer les directions des rayons réfléchis par l'objet et obtenir une modélisation précise des caractéristiques de la surface de l'objet, deux solutions se présentent. La première consiste à déterminer le relief exact de l'objet, ce qui requiert une précision de mesure généralement impossible à atteindre dans la pratique. La seconde consiste à modéliser les irrégularités de la surface de l'objet par

REFLEXION SPECULAIRE

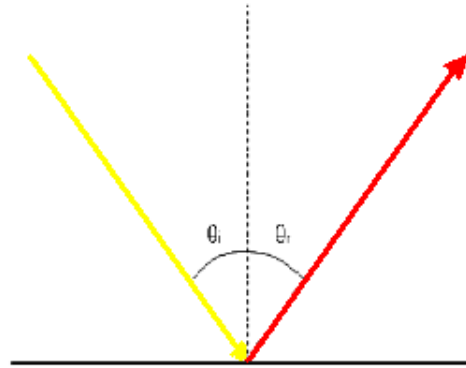


FIGURE 3.3 – Schéma d’une réflexion spéculaire.

REFLEXION DIFFUSE

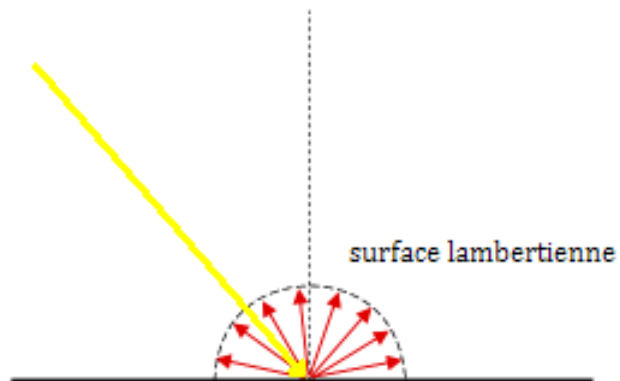


FIGURE 3.4 – Schéma d’une réflexion diffuse.

un processus aléatoire générique. La luminance réfléchie est alors de la forme :

$$L_R = BRDF \times E_i \quad (3.2)$$

avec **BRDF**, la fonction de réflectance spectrale bidirectionnelle de la surface, et L_i , la luminance incidente.

Les simulations réalisées dans la thèse ne font intervenir que des cibles ayant un comportement lambertien en diffusion correspondant au cas particulier où la luminance est indépendante de la direction d'observation. Sa luminance L_R est alors de la forme :

$$L_R = \frac{\rho}{\pi} \times E \quad (3.3)$$

avec ρ , l'albédo de l'objet et E , l'éclairement au point W/m^2 .

Pour la prise en compte des effets de rugosité sur l'objet, on considère que le faisceau reste totalement cohérent même après réflexion sur l'objet. Cette hypothèse conduit à considérer le speckle induit par l'objet comme une figure d'interférence statique, reproductible qui ne dépend que des conditions d'éclairement de la cible et de l'objet lui-même. On considère également que l'objet est parfaitement immobile.

3.2.3 Le système de détection (5)

En l'absence de turbulence, la lumière rétro-diffusée par un objet étendu est réceptionnée par le système optique. La lumière subit généralement une occultation liée à la taille finie de la pupille d'entrée et à la présence d'un miroir secondaire. On note aussi un certain nombre d'altérations qui peuvent être regroupées sous le nom d'aberrations, liées à certaines imperfections du système (aberrations systématiques ou erreurs diverses). Viennent aussi s'ajouter les bruits du système de détection.

3.2.3.a La chaîne de formation de l'image active

La modélisation d'un système d'imagerie active est basée sur l'approximation initiale que chaque élément du système a une réponse linéaire. Cette approximation permet d'utiliser des outils développés par la théorie des systèmes linéaires pour modéliser le comportement du système global à partir des réponses impulsionnelles de chacun de ces éléments. Le système peut être vu comme une boîte dotée d'entrées et de sorties. L'entrée est l'objet et la sortie est l'image de l'objet numérisée et enregistrée par le récepteur.

Mathématiquement, cette propriété est traduite par l'équation suivante :

$$I(\alpha) = \int d^2u h_I(\alpha, u) O(u) \quad (3.4)$$

avec

$I(\alpha)$: la répartition de l'éclairement dans le plan image.

$0(u)$: la répartition transverse de la luminance réfléchiée par l'objet.

α et u sont respectivement les coordonnées dans les plans de l'image et de l'objet.

$h_I(\alpha, u)$ est la réponse impulsionnelle, c'est à dire la réponse en éclairissement au point α du plan image à une source ponctuelle au point u du plan objet qui émet une onde sphérique.

Le système est invariant par translation si la réponse impulsionnelle ne dépend pas des coordonnées dans le plan de l'objet : $h_I(\alpha, u) = h_I(\alpha)$. L'équation 3.4 s'écrit alors :

$$I(\alpha) = \int d^2u h_I(\alpha - \gamma u) 0(u) \quad (3.5)$$

où γ est le grandissement du détecteur.

Dans l'espace de Fourier cette intégrale devient :

$$\hat{I}(\nu_\alpha) = \hat{h}_I(\nu_\alpha) \hat{O}(\nu_\alpha) \quad (3.6)$$

avec \hat{I} , \hat{h}_I et \hat{O} sont les transformées de Fourier en deux dimensions de I , h_I et 0 . La FTM est le module normalisé de la fonction \hat{h}_I (3.6) :

$$FTM(\nu_\alpha) = \left| \frac{\hat{h}_I(\nu_\alpha)}{\hat{h}_I(0)} \right| \quad (3.7)$$

Le formalisme des fonctions de transfert permet ainsi de définir une fonction filtre relative au système imageur. La fonction de transfert de modulation identifie les fréquences spatiales de l'objet qui ne seront pas restituées dans l'image obtenue avec le système. On définit de la même manière une Fonction de Transfert de Phase (FTP) qui intervient si \hat{h} est complexe, ce qui est le cas lorsque le système présente des aberrations.

Le système de réception comprend l'optique de réception et le capteur. Chacun, linéaire et invariant par translation, est caractérisé par sa propre Fonction de Transfert de Modulation (**FTM**). Ainsi, la FTM du système de réception dans son ensemble sera le produit des FTM de chacun de ses éléments.

FTM de l'optique de réception

En lumière cohérente, la relation présentée au dessus s'applique sur l'amplitude complexe. Il convient donc d'introduire la phase de l'objet en particulier liée à sa rugosité.

La **FTM** d'une optique à pupille circulaire est alors égale à la transmittance de la pupille si le point de coordonnée $|r|$ dans un plan transverse à l'axe de propagation est $\leq D_{pupille}$ et vaut zéro si $|r| > D_{pupille}$. Si le système présente des aberrations, la **FTM** est alors multipliée par un terme complexe $e^{i\varphi_{aberrations}}$.

FTM du capteur et échantillonnage

Compte tenu de la taille finie (spatiale ou temporelle) des capteurs, un signal physique est nécessairement échantillonné. Même si une observation avec un capteur semble prendre des valeurs continues, elle peut être traduite par

une série finie de valeurs, correspondant à un échantillonnage discret.

L'image enregistrée par l'intermédiaire d'un détecteur n'est donc pas strictement fidèle à l'image optique incidente. Les fréquences spatiales élevées qui correspondent à des dimensions plus petites que la taille d'un pixel ne pourront évidemment pas être interprétées correctement par le capteur.

Mathématiquement, cela se traduit par une convolution de l'image incidente par une fenêtre de la forme et de la dimension d'un pixel. La FTM du détecteur est le module de la transformée de Fourier de cette fenêtre. Pour un détecteur carré de côté d_{pix} , le filtrage des fréquences spatiales par le détecteur s'effectue en utilisant la relation suivante [[43]] :

$$FTM_{det}(\nu) = \text{sinc}(d_{pix}\nu_{\alpha_x})\text{sinc}(d_{pix}\nu_{\alpha_y}) \quad (3.8)$$

où $\text{sinc}(x) = \sin(\pi x)/\pi x$ et $\nu_{\alpha_x}, \nu_{\alpha_y}$ sont les fréquences spatiales transverses. Il est commode de considérer que la fréquence de coupure de cette FTM est égale à son premier zéro soit : $\nu_c = 1/d_{pix}$.

L'image est échantillonnée de manière périodique par le capteur. La fréquence d'échantillonnage ν_e est définie par l'intervalle entre les centres de chaque pixel, appelé pas et noté d_{pas} :

$$\nu_e = \frac{1}{d_{pas}} \quad (3.9)$$

Lorsque la condition de Shannon est respectée, toute l'information est contenue dans l'image discrète échantillonnée par le réseau direct fini. Les fréquences inférieures à la fréquence de Nyquist $\nu_N = \nu_e/2$ sont restituées parfaitement. Avec des pixels jointifs ($d_{pix} = d_{pas}$), la fréquence de coupure et la fréquence d'échantillonnage sont égales. Si l'étendue spectrale de l'image est finie et inférieure à ν_N , toutes les fréquences seront restituées. Si elle est supérieure à ν_N , l'image obtenue subit un repliement de spectre caractéristique d'un sous-échantillonnage. En effet, la transformée de Fourier d'une fonction échantillonnée est une fonction périodique : son spectre est répété à intervalle fixe égal à ν_e . Si l'étendue spectrale de l'image dépasse $\nu_N = \nu_e/2$, les spectres se chevauchent et le spectre réel ne peut être restitué convenablement. Si un seul de ces spectres est pris en compte, ce chevauchement se traduit par un repliement de fréquences : les fréquences supérieures à ν_N viennent contaminer les fréquences inférieures à ν_N [Figure 3.5].

3.2.3.b Les facteurs électroniques limitant la qualité de l'image

Les facteurs électroniques limitant la qualité de l'image sont regroupés sous le nom de bruit. Parmi ces facteurs, on retrouve le bruit de photons, le bruit de lecture et le bruit de numérisation. D'autre part viennent s'ajouter toutes sortes de perturbations aléatoires des quantités mesurées. Tout cela apparaît également comme bruit dans l'image.

Bruit de photons

Le bruit de photons dépend de la source lumineuse émise : l'arrivée des photons est aléatoire dans le temps. C'est donc un processus stochastique, gouverné par une loi de Poisson. La probabilité d'observer un nombre de

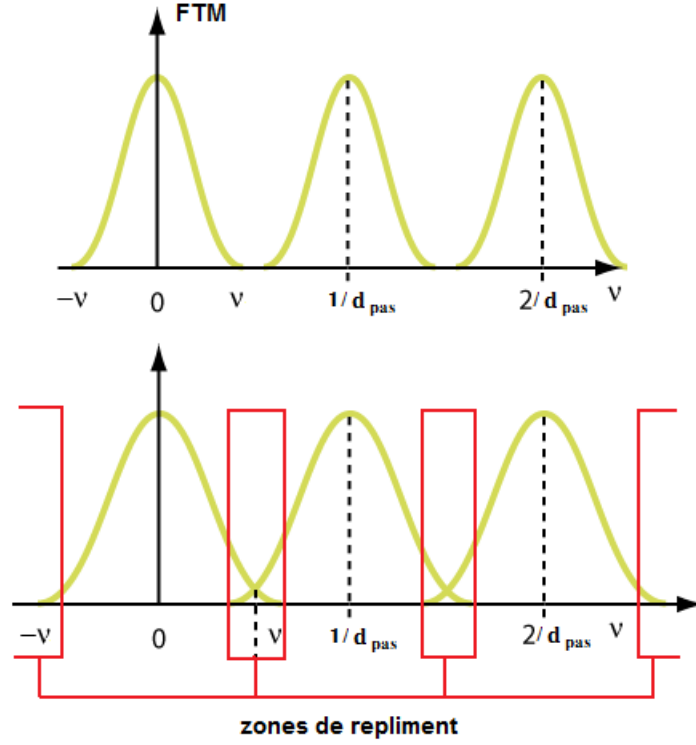


FIGURE 3.5 – En haut : l'image incidente échantillonnée correctement. En bas : l'image incidente sous-échantillonnée.

photons n sachant une moyenne N , est :

$$P(n) = \frac{N^n e^{-N}}{n!} \quad (3.10)$$

L'écart-type de la distribution vaut \sqrt{N} . La nature même du bruit de Poisson montre qu'il n'est pas stationnaire (même si la loi de probabilité est stationnaire).

Bruit de lecture

Le bruit de lecture apparaît lors de la conversion par la matrice CCD des photo-électrons en une tension électrique. Lié à l'électronique d'amplification et de conversion, il suit une statistique gaussienne.

Soit x_n un signal discret, le bruit de lecture est une perturbation, notée b_n . Le signal résultant est alors :

$$y_n = x_n + b_n \quad (3.11)$$

b_n est une variable aléatoire continue. La probabilité pour que le bruit b_n soit compris entre x et $x + dx$ suit une loi gaussienne (ou loi normale) centrée :

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{lec}}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_{\text{lec}}^2}\right) \quad (3.12)$$

La nature du bruit de lecture est stationnaire. On quantifie le bruit de lecture par son écart-type en nombre de photoélectrons par pixel. Une valeur typique de σ_{lec} est de l'ordre de quelques photo-électrons par pixel. Cette valeur augmente avec la vitesse d'acquisition.

Bruit de numérisation

Le bruit de numérisation dépend du nombre d'électrons à saturation (N_{sat}) et du nombre de bits de numérisation (N_{bits}). C'est une erreur induite lors de la conversion analogique numérique de la tension sur N_{bits} . La statistique de l'erreur est une loi uniforme d'écart-type σ_q :

$$\sigma_q = \frac{N_{sat}}{\sqrt{12} (2^{N_{bits}} - 1)} \quad (3.13)$$

Autres bruits

D'autres sources de bruit peuvent également intervenir, mais elles n'ont pas été prises en compte dans notre modèle car impactant peu la mesure d'un IFL. Notamment le bruit thermique, ou bruit de Johnson-Nyquist, qui est dû à l'agitation naturelle des électrons et qui augmente avec la température du capteur, et le bruit du rayonnement solaire présent dans les mesures de jour.

3.2.4 Les effets de la turbulence atmosphérique sur le trajet aller et retour (2 et 4)

3.2.4.a Définition de la turbulence atmosphérique

Description du phénomène

L'atmosphère terrestre est constitué d'un mélange de gaz et de particules exposés d'une part au rayonnement solaire et d'autre part aux transferts radiatifs issus du sol. Le cisaillement de l'atmosphère par le vent produit des mouvements d'air turbulents induisant des variations locales et rapides de température et de pression, et des fluctuations de vitesse qui s'accompagnent de changements de direction du vent. Ces évolutions font que la composition et l'état thermodynamiques de l'atmosphère deviennent hétérogènes le long d'un trajet. Cette hétérogénéité se traduit en particulier par des changements d'indice (fluctuations aléatoires qui vont modifier une onde optique lors de sa propagation). Ce phénomène est appelé la turbulence de l'indice de réfraction. Il a un impact non négligeable sur la qualité des images acquises par IFL.

L'indice de réfraction de l'air

L'indice de réfraction de l'air n est une fonction de la pression atmosphérique, de la température et de l'humidité spécifique.

Dans l'atmosphère, nous pouvons caractériser les fluctuations spatiales de l'indice de réfraction de l'air par la variance de la différence de l'indice de réfraction en deux points de l'espace ou la fonction de structure de l'indice de réfraction $D_n(\rho)[[70]]$:

$$D_n(\rho) = \langle |n(r) - n(r + \rho)|^2 \rangle = C_n^2 \rho^{2/3} \quad (3.14)$$

Les vecteurs r et ρ représentent respectivement une position et une distance de séparation dans l'espace à trois dimensions. C_n^2 est la constante de structure des fluctuations d'indice et s'exprime en $m^{-2/3}$. Ceci suppose un phénomène isotrope et stationnaire, indépendant du point de coordonnées r .

Constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction C_n^2

La constante de structure des fluctuations de l'indice de réfraction caractérise la force de la turbulence atmosphérique en un point considéré. Sa valeur dépend de l'altitude et des conditions atmosphériques locales (température, humidité, condition d'éclairement, type de terrain, relief). Elle présente donc une forte variabilité spatiale et temporelle.

La constante de structure de l'indice est mesurée par une sonde thermique (mesures de variations de températures), par analyse de décalages Doppler (mesures de variations d'humidité) et par mesure optique (estimation directe). Dans les premières centaines de mètres du sol, les propriétés thermodynamiques de l'atmosphère sont essentiellement déterminées par les interactions avec le sol. Les valeurs de C_n^2 varient typiquement entre $10^{-16} m^{-2/3}$ pour les faibles turbulences à $10^{-11} m^{-2/3}$ pour les très fortes turbulences. Les valeurs du C_n^2 sont nettement plus faibles lors de l'inversion thermique terre/ciel après le lever et avant le coucher du soleil et lorsque des particules d'eau sont en suspension dans l'atmosphère (brouillard) ou en déposition lente (brume) [Fig. 3.6].

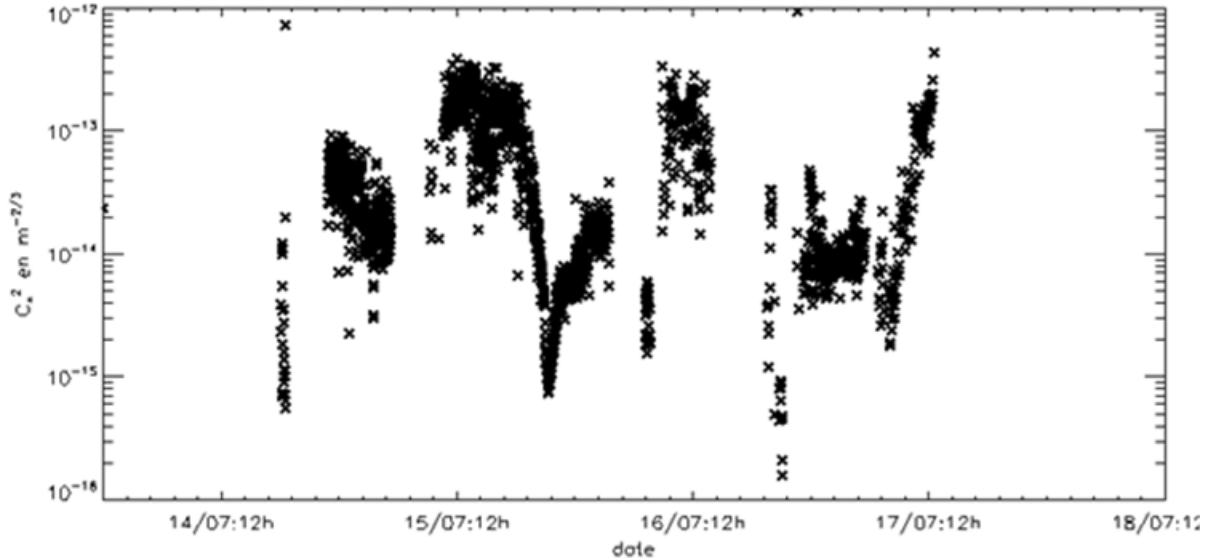


FIGURE 3.6 – Évolution du C_n^2 . Mesures à 1,5 m entre le 14/07/2013 et le 17/07/2013 à l'OCA.

Des modèles sont proposés dans la littérature pour décrire le profil moyen de C_n^2 en fonction de l'altitude dans la couche limite atmosphérique (typiquement entre 10 – 50 m au dessus du sol et 1000 – 1500 m) [[96]] . Ainsi [[97]] définit le $C_n^2(h)$ à une hauteur h en fonction de C_n^2 connu à une altitude h_0 par :

$$C_n^2(h) = C_n^2(h_0) \cdot \left(\frac{h}{h_0} \right)^{-q}. \quad (3.15)$$

Le paramètre q vaut 4/3 ou 2/3 selon que les conditions atmosphériques sont respectivement instables, ou stables. La stabilité est fixée par la différence de température entre le sol et l'atmosphère. Lorsque le sol est plus chaud que l'air, l'atmosphère est dite instable (exemple, le jour). Dans le cas contraire, l'air est plus chaud que le sol, l'atmosphère est dite stable (exemple, la nuit ou au dessus de la mer).

Dans le cas de cette étude, nous nous sommes limités à des propagations endoatmosphériques ($h < 1500$ m).

3.2.4.b Rappels sur la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu turbulent

Lorsque une onde électromagnétique se propage à travers un milieu turbulent, l'amplitude et la phase du champ électrique subissent des variations locales qui sont la conséquence des changements de l'indice de réfraction.

Les équations de propagation d'une onde électromagnétique

La propagation d'une onde électromagnétique dans un diélectrique tel que l'air est régie par les lois de Maxwell.

En considérant une onde monochromatique, on montre que le champ électrique de l'onde $E(r)$ obéit à l'équation de propagation :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}) + k^2 n^2(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) + 2\nabla(\vec{E}(\vec{r}) \cdot \nabla(\log(n(\vec{r})))) = 0 \quad (3.16)$$

où $r = (x, y, z)$ représente un point de l'espace, $n(\vec{r})$ est l'indice de réfraction, $k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde associé au champ électromagnétique se propageant dans le vide, et ∇ le laplacien. Il s'avère que l'équation de propagation se simplifie en négligeant la quantité $\nabla(\nabla \vec{E}(\vec{r}))$ car dans l'atmosphère les variations d'indice restent grandes par rapport à la longueur d'onde du rayonnement. L'équation, encore appelée équation d'Helmholtz, devient alors :

$$\nabla^2(\vec{E}(\vec{r})) + k^2 n^2(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (3.17)$$

Résolution analytique de l'équation d'Helmholtz

L'équation de propagation réduite d'Helmholtz ne permet pas une résolution analytique dans le cas général. Une résolution est toutefois possible moyennant certaines hypothèses.

Deux approches basées sur des hypothèses de faibles perturbations ont ainsi été développées : l'approximation de Rytov [[81]] et l'approximation de Born [[18]]. L'approximation de Rytov considère les perturbations comme multiplicatives par rapport au champ non perturbé alors que l'approximation de Born considère les perturbations comme additive.

Dans notre approche nous utilisons l'approximation de Rytov qui a permis d'établir les principales expressions statistiques du champ en faibles perturbations. La validité des expressions est donc limitée au domaine des faibles perturbations.

Le champ électrique E_0 sans perturbation s'écrit sous la forme [[81]] :

$$E_0 = \exp(\psi_0) = \exp(\chi + iS) \quad (3.18)$$

S et χ sont respectivement la phase et le log-amplitude du champ.

En appliquant l'équation d'Helmholtz (3.17) au champ E , nous obtenons :

$$\nabla^2 \psi + (\nabla \psi)^2 + k^2 n^2(\vec{r}) = 0 \quad (3.19)$$

en posant $\psi = \psi_0 + \psi_1$. La perturbation ψ n'est prise qu'au premier ordre et les ordres supérieurs sont négligés (approximation de Rytov du 1er ordre).

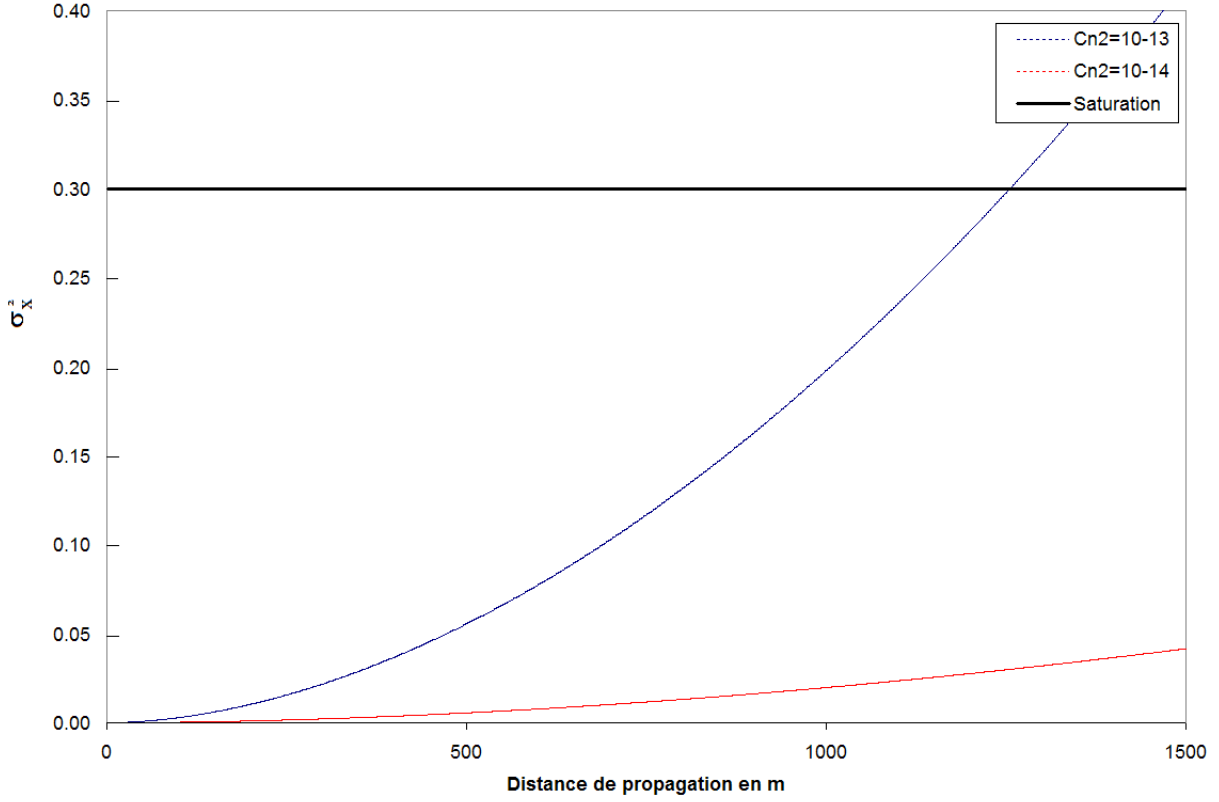


FIGURE 3.7 – σ_χ^2 en fonction de la distance de propagation, à saturation $\sigma_\chi^2 > 0.3$, profil de C_n^2 horizontal.

Par ailleurs, le champ non perturbé E_0 vérifie aussi cette équation :

$$\nabla^2 \psi_0 + (\nabla \psi_0)^2 + k^2 n^2(\vec{r}) = 0 \quad (3.20)$$

L'indice de réfraction $n = \langle n \rangle + N$ est approché par $n = 1 + N$, en supposant la valeur moyenne de n unitaire et N une variable aléatoire de moyenne nulle et $\ll 1$. Nous pourrions considérer que $n^2 = 1 + 2N$, d'où :

$$\nabla^2 \psi_1 + 2\nabla \psi_0 \cdot \nabla \psi_1 + 2Nk^2 = 0 \quad (3.21)$$

en supposant que $|\nabla \psi_1| \ll |\nabla \psi_0|$.

La solution s'écrit alors :

$$\psi_1(\vec{r}) = \frac{k^2}{2\pi E_0(\vec{r})} \int \int \int d^3 r' N(r') E_0(r') \frac{\exp(ik|\vec{r} - \vec{r}'|)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad (3.22)$$

De manière empirique, il a pu être mis en évidence que l'approximation de Rytov restait valable tant que la variance du log-amplitude $\sigma_\chi^2 = 0.124 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ issue de cette approximation pour une onde sphérique se propageant horizontalement, restait inférieure à 0,3 [[81]], typiquement pour des distances de propagation inférieure à 1200 m lorsque $C_n^2 < 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$ et pour des distances plus importantes lorsque le niveau de turbulence est faible [Figure 3.2.4].

Cohérence spatiale du champ

La fonction de cohérence spatiale permet de quantifier la perte de cohérence spatiale du champ induite par la propagation à travers la turbulence.

Dans le cas d'une onde se propageant sur une distance z à travers un volume turbulent, la fonction de cohérence du champ est définie par :

$$D_\psi(\rho) = \langle \psi(r) \psi^*(r + \rho) \rangle \quad (3.23)$$

On montre [[100]] que :

$$D_\psi(\rho) = \exp\left(-\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{5/3}\right) \quad (3.24)$$

où $\rho = |\rho|$.

En prenant $C_n^2(z)$ comme la répartition de la force de la turbulence le long du trajet, on a la relation pour une onde plane :

$$\rho_0 = \left[1,46 k^2 \int_0^z C_n^2(z) dz \right]^{-3/5} \quad (3.25)$$

ρ_0 est appelée longueur de cohérence du champ. Elle correspond à l'écartement entre deux points pour lequel la corrélation spatiale de la phase ne vaut plus que $1/e$.

Dans le cas d'une onde sphérique, la longueur de cohérence de la phase est définie par :

$$\rho_0 = \left[1,46 k^2 \int_0^L \left(\frac{z}{L}\right)^{5/3} C_n^2(z) dz \right]^{-3/5} \quad (3.26)$$

La longueur de cohérence de la phase est reliée au paramètre de Fried [[29]], noté r_0 , par la relation :

$$r_0 = 2,11 \rho_0 \quad (3.27)$$

r_0 est un critère qui représente l'effet de la turbulence atmosphérique sur la propagation optique des ondes lumineuses et sur la formation des images. Il définit le diamètre de la pupille qui permettrait d'obtenir une résolution équivalente sans la présence de turbulence. Il est ainsi vu comme la distance maximale à la surface de la pupille pour laquelle l'onde perturbée reste sensiblement plane, après avoir traversé l'atmosphère ou comme le diamètre maximal d'un récepteur non perturbé par la turbulence. Ainsi, une optique dont le diamètre $D_{pupille}$ de la pupille est supérieur à r_0 , est perturbée par la turbulence.

En image longue pose, si le temps de cohérence de l'atmosphère (temps, de l'ordre de quelques millisecondes, durant lequel la perturbation induite par la turbulence demeure inchangée) est plusieurs ordre de grandeurs plus court que le temps nécessaire à la prise d'une image, la résolution angulaire de l'instrument est alors égale à $\frac{\lambda}{r_0}$. Pour

une courte pose, temps de pose typiquement plus courts que le temps de cohérence de l'atmosphère turbulente ($\simeq 100 \mu s$), les fréquences spatiales élevées sont partiellement conservées (imagerie de speckle).

Dans le cas où le diamètre de la pupille est inférieur à r_0 , la résolution du système est définie par les caractéristiques du système lui-même : l'optique seule peut résoudre des détails de dimension $\lambda L/D$ (avec λ la longueur d'onde du rayonnement et L la distance de l'objet) et le détecteur des détails de dimensions $d_{pix}/|\gamma|$ (avec γ le grandissement géométrique de l'optique et d_{pix} la taille du pixel). La comparaison de ces deux valeurs indique si le récepteur est limité par l'optique ou le détecteur, en l'absence de turbulence.

Dans notre cas, le système IFLM est limité par la résolution du détecteur. Ainsi, nous trouvons que [[1]] [Fig. 3.8] :

- La grandeur $\left(\frac{\lambda L}{r_0}\right)$ est inférieure à la résolution pixel jusqu'à une distance de propagation de $1,2 \text{ km}$ pour un niveau de turbulence de $C_n^2 = 5.10^{-14}$.
- La grandeur $\left(\frac{\lambda L}{r_0}\right)$ est inférieure à la résolution pixel jusqu'à une distance de propagation de 600 m pour un niveau de turbulence de $C_n^2 = 1.10^{-13}$.

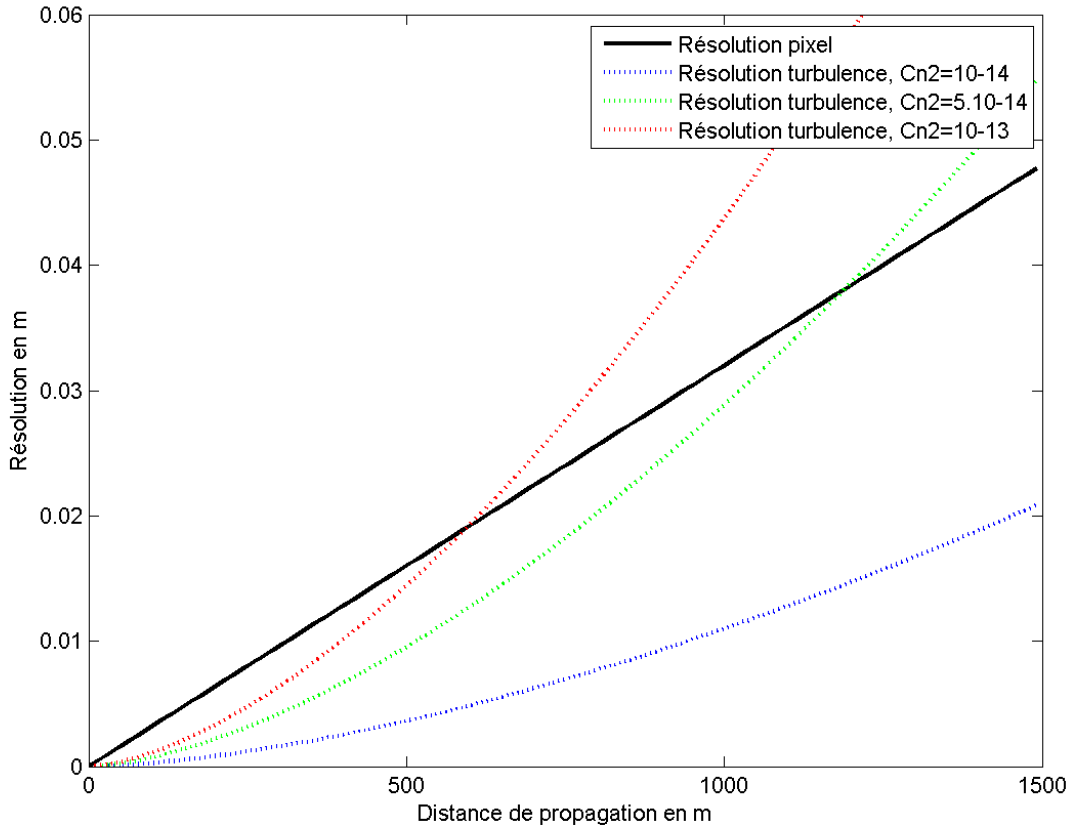


FIGURE 3.8 – Résolution pixel ($d_{pixel}/|\gamma| = 32.10^{-6} \text{ m}$) et résolution turbulence en fonction de la distance de propagation. $\lambda = 1,57.10^{-6} \text{ m}$.

3.2.4.c Effet de la turbulence sur le trajet aller

La propagation d'un faisceau laser à travers une atmosphère turbulente a été largement étudiée depuis de nombreuses années [[101], [27] et [5]]. Des études expérimentales et numériques ont permis d'obtenir des images dégradées qui aident à l'analyse de l'influence de la turbulence sur la mesure. Les travaux de simulation numérique les plus récents portent sur la technique d'écrans de phase [[61]], qui permet de prendre en compte les cas de fortes turbulences et les effets temporels de la turbulence atmosphérique [[8], [24] et [83]].

Dans cette thèse, nous nous sommes intéressés à une modélisation simple des effets de la turbulence atmosphérique sur l'image. Le faisceau laser est considéré comme gaussien sur le trajet aller. Sa propagation dans l'atmosphère entraîne un élargissement au-delà de la diffraction seule et des déviations aléatoires du faisceau au cours du temps. De plus, lorsque le faisceau laser traverse l'atmosphère pour éclairer l'objet, la turbulence atmosphérique entraîne une inhomogénéité de l'illumination de l'objet. Ce phénomène, appelé scintillation, peut être représenté par des modèles simples tant que la turbulence n'est pas trop élevée ($\sigma_{Rytov} < 0,3$), car les lois statistiques auxquelles elle obéit ont alors des expressions analytiques connues.

Fluctuations de forme et de position

Connu sous le nom anglais de beam wandering w_{bw} , la déviation aléatoire du faisceau correspond à une déflexion de l'angle qui définit le centre du faisceau, au fur et à mesure de sa propagation. Ces déflexions aléatoires sont avant tout produites si la taille des éléments turbulents est supérieure au diamètre du faisceau.

À l'inverse, les éléments turbulents plus petits que la taille du faisceau ont tendance à éclater le faisceau laser et à faiblement le dévier. Il y a alors élargissement du faisceau ou beam spreading. Deux cas sont à distinguer : le cas dit courte pose qui ne prend pas en compte la déviation du faisceau, l'élargissement du faisceau est alors caractérisé par le rayon w_{ST} (ou short-term beam spreading) et le cas dit longue pose w_{LT} (ou long-term beam spreading) qui intègre les deux effets.

La Figure 3.9 illustre de manière schématique w_{bw} , w_{ST} et w_{LT} dans le plan de réception où chaque disque quadrillé représente un impact laser i à un temps t_i donné.

Fluctuations d'intensité

L'illumination de l'objet n'est pas uniforme et peut présenter même pour des niveaux de turbulence moyens de fluctuations importantes.

Dans le cas d'une onde plane ou sphérique et en régime de faible turbulence, la densité de probabilité de l'intensité I est une loi log-normale. Elle s'exprime par :

$$P(I) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}\sigma_I I} \exp \left[-\frac{\left(\ln \frac{I}{I_0} - 2 < \chi > \right)^2}{8\sigma_\chi^2} \right] \quad (3.28)$$

où $\sigma_\chi^2 = < \chi^2 > - < \chi >^2$ est la variance du log-amplitude χ qui suit une loi normale.

Les fluctuations d'intensité sont caractérisées par l'indice de scintillation, ou variance normalisée de l'intensité liée

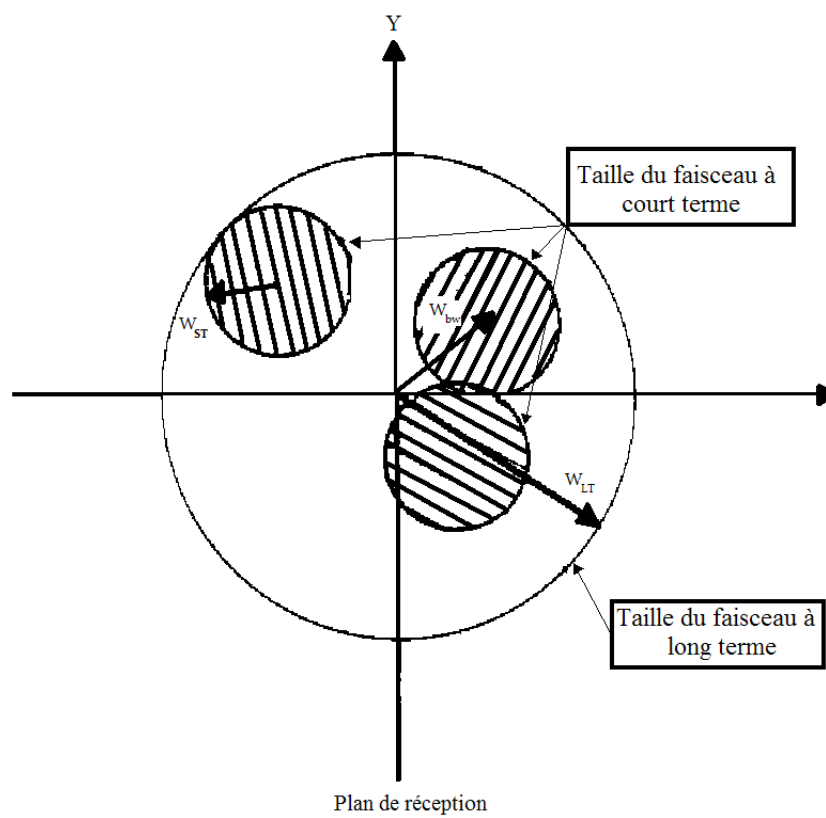


FIGURE 3.9 – Illustration des phénomènes de beam wander w_{bw} , du rayon courte pose w_{ST} et du rayon longue pose w_{LT} .

à la variance du log-amplitude par :

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \exp[4\sigma_\chi^2] - 1 \quad (3.29)$$

Dans l'approximation des faibles perturbations ($\sigma_\chi^2 < 0,3$), le taux de scintillation est approchée par une loi log-normale et est influencé par le beam wandering [[4]] :

$$\sigma_I^2 \simeq 4\sigma_\chi^2 \quad (3.30)$$

Dans le cas d'un faisceau gaussien le taux de scintillation dépend de la distance radiale à l'axe du fait du beam wandering et de l'amplitude gaussienne.

3.2.4.d Effet de la turbulence sur le trajet retour

Contrairement à l'aller où les effets de la turbulence entraînent une illumination non homogène de la scène, au retour les effets de la turbulence limitent la résolution du système.

FTM et champ isoplanétique

La définition d'une FTM de l'atmosphère requiert deux conditions nécessaires : la linéarité et l'invariance par translation de sa réponse impulsionnelle. Cette dernière est définie par la réponse d'un point source (onde sphérique) à travers la turbulence atmosphérique. L'atmosphère n'introduit pas de termes non linéaires sur la propagation du rayonnement émis par un point source. Ainsi, une combinaison linéaire d'ondes sources en un point du plan d'émission résulte en une combinaison linéaire de réponses perturbées dans le plan de réception.

En revanche, l'invariance par translation peut être mise en défaut si les points source sont séparés d'une distance telle que leurs rayonnements traversent des zones turbulentes statistiquement indépendantes, leurs réponses dans le plan de réception seront différentes. Les rayons lumineux sont dégradés différemment selon les zones de turbulence qu'ils rencontrent.

On définit un angle isoplanétique θ_0 entre deux sources tels que l'écart de phase est inférieur à 1 *rad*. L'angle d'isoplanétisme θ_0 est alors l'angle maximal pour lequel on considère $S_{x_0, y_0} = \text{cte}$. Dans le cas d'une onde sphérique, il a été donné par Fried par la relation suivante [[29]] :

$$\theta_0 = \left[2,91k^2 \int_0^L C_n^2(z) \left(\frac{L}{z} - 1 \right) z^{5/3} dz \right]^{-3/5} \quad (3.31)$$

où $z = 0$ dans le plan de la pupille et $z = L$ dans le plan de la source.

- Si les dimensions angulaires θ de l'objet observé sont suffisamment petites, ou si la zone de turbulence est localisée près de la pupille ($\theta < \theta_0$), alors on considère que les faisceaux provenant de l'objet et arrivant sur la pupille ont traversé des régions identiques. Ils seront donc dégradés par la même perturbation atmosphérique. Tous les faisceaux dégradés par une même perturbation forment une zone d'isoplanétisme : dans cette zone, l'objet observé est convolué par la même réponse impulsionnelle et une relation de convention $I = O \otimes S_{x_0, y_0}$ est donnée. Il s'agit de l'**isoplanétisme**.

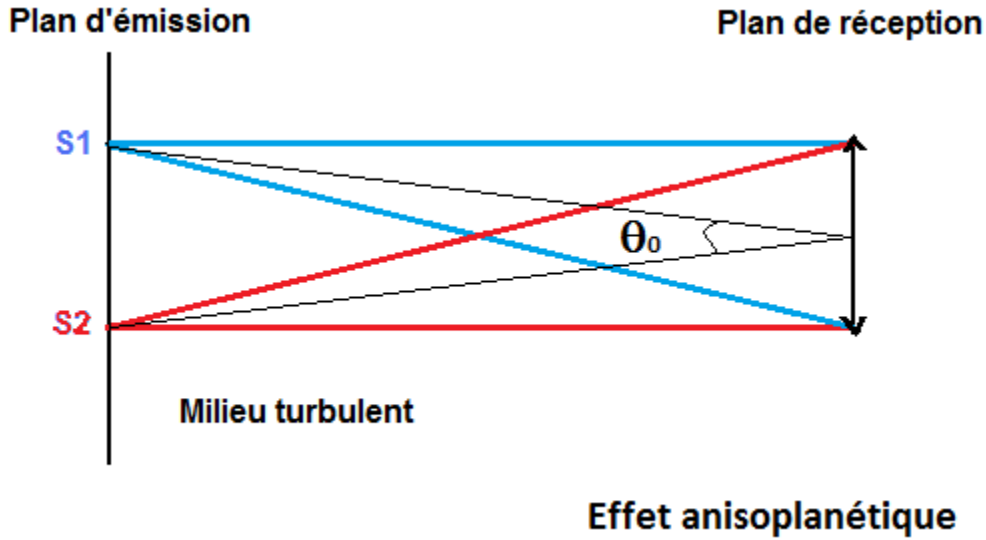


FIGURE 3.10 – Le champ anisoplanétique est défini par l'angle θ_0 .

- Si l'angle apparent de l'objet O observé θ est assez grand ($\theta > \theta_0$), le champ résultant de cette surface observée est constitué de plusieurs composantes ayant traversées des zones de la couche turbulente indépendantes. Les faisceaux provenant de différents points de l'objet et arrivant sur la pupille sont dégradés de manière différente. Cela se traduit dans la relation objet-image par une convolution avec une réponse impulsionnelle différente. Cette situation est appelée **anisoplanétisme**. La réponse impulsionnelle dépend du point du champ S_{x_0, y_0} .
- Si l'élément de résolution du système (diffraction ou pixel) contient plusieurs domaines isoplanétique, le champ résultant est la somme de composantes ayant traversé des zones turbulentes indépendantes. Ainsi la perturbation résultante du champ peut être assimilée à la moyenne de la perturbation sur un ensemble de réalisations indépendantes de l'atmosphère turbulente. Il s'agit de l'**anisoplanétisme total**.

Le graphique 3.11 donne les valeurs du champ isoplanétique pour un trajet horizontal à une longueur d'onde de $1,57\mu m$ en fonction de la distance du trajet optique et du niveau de turbulence.

Un objet situé à $1km$ du récepteur avec une turbulence homogène de $10^{-14} m^{-2/3}$, ne doit pas avoir une dimension transverse supérieure à $4,5 cm$ pour être entièrement contenu dans le domaine isoplanétique. On trouve également que la grandeur $(\theta_0 L)$ est supérieure à la résolution pixel jusqu'à une distance de propagation de $600 m$ pour un $C_n^2 = 10^{-13} m^{-2/3}$ et jusqu'à une distance de $1200 m$ pour un $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$.

À $1km$, les images IFL et IFLM prises avec une propagation sur des trajets horizontaux subiront les effets de l'anisoplanétisme total à $C_n^2 \geq 5.10^{-14} m^{-2/3}$. Cela signifie que dans le cas de notre système, les effets de la turbulence sur le trajet retour peuvent être modélisé par une FTM longue pose. Cette condition est réaliste pour des distances de propagation courtes où la turbulence est très active ainsi que pour des longues distances de propagation où la turbulence reste faible.

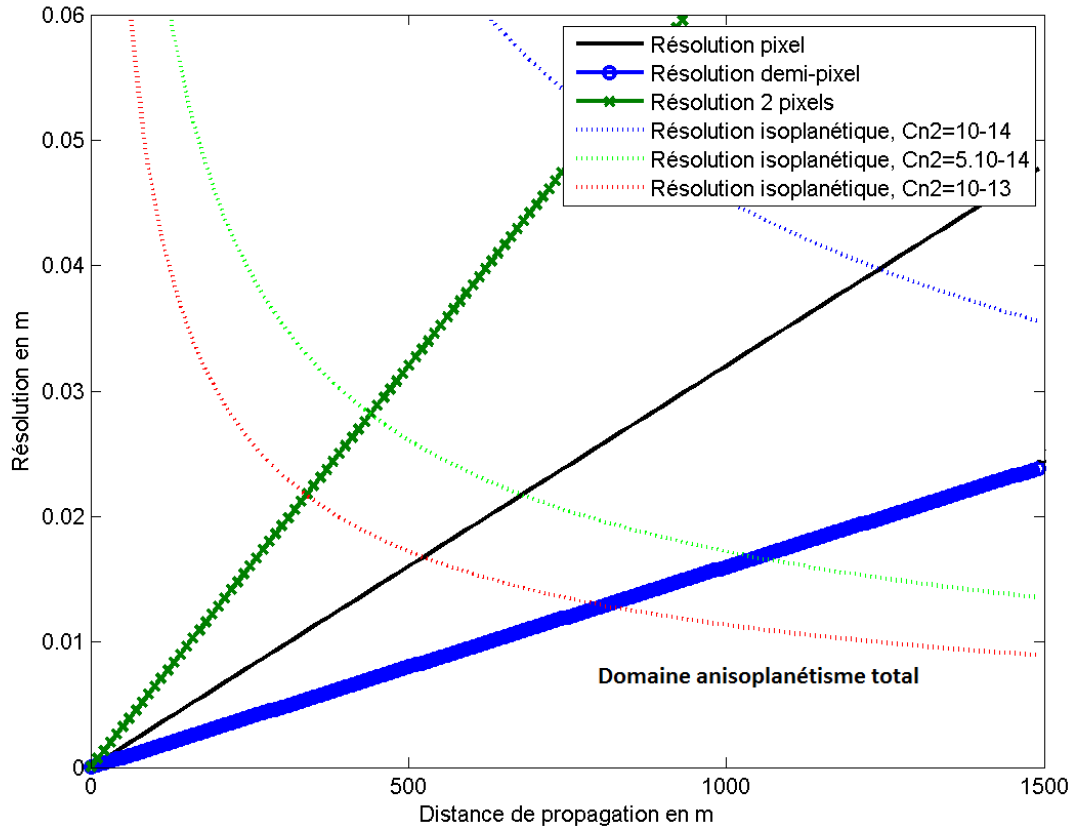


FIGURE 3.11 – Résolution pixel ($d_{pix}/|\gamma| = 32.10^{-6} m$) et résolution isoplanétique en fonction de la distance de propagation. $\lambda = 1,57.10^{-6} m$.

La FTM atmosphérique de l'IFLM

Dans certains cas limites, une FTM de l'atmosphère est définie même si l'objet est plus étendu que le domaine isoplanétique. La FTM qui s'applique à ces cas limites est appelée FTM longue pose. Elle correspond à la FTM d'images obtenues avec des temps d'intégration longs devant le temps de cohérence de l'atmosphère turbulente.

Dans le cas de l'IFL ou l'IFLM, les temps de pose typiques sont de plusieurs ordres de grandeurs plus courts que le temps de cohérence de l'atmosphère turbulente. La réponse impulsionnelle d'un tel système défini par l'optique et l'atmosphère qui est limité par la turbulence présente des caractéristiques différentes de celles obtenues sur de longs temps de pose. Elle est appelée réponse impulsionnelle courte pose et est obtenue sur une réalisation figée de la turbulence d'indice. Globalement plus étroite que la réponse impulsionnelle longue pose, elle voit son centre de gravité se déplacer par rapport à sa position sans turbulence (effet de tilt). C'est ce mouvement aléatoire du centre de gravité de la réponse impulsionnelle courte pose qui révèle pourquoi la réponse impulsionnelle longue pose est plus large. Car la réponse impulsionnelle longue pose moyenne de nombreuses réalisations de réponses impulsionnelles instantanées courtes poses intègre les décentrages du faisceau au foyer d'un télescope.

Fried [[30]] propose une FTM courte pose de l'atmosphère turbulente qui tient compte des effets différentiels de phase d'un front d'onde. Cette FTM suppose que les images ont été recentrées avant accumulation. Elle est obtenue en décomposant la phase sur une base discrète de polynômes de Zernike, introduits à l'origine pour l'étude des aberrations des systèmes optiques, et en ôtant la composante correspondante au tilt. Fried a utilisé les polynômes de Zernike pour décrire la forme géométrique d'un front d'onde distordu aléatoirement et Noll a ensuite développé une représentation du spectre des fluctuations de phase dues à une turbulence de type Kolmogorov, grâce aux polynômes de Zernike [[68]].

Propriétés statistiques de la phase et polynômes de Zernike

Les polynômes de Zernike forment une base de polynômes orthogonaux sur une pupille circulaire. Ces polynômes s'expriment en fonction d'un ordre radial n et d'un ordre azimutal m :

$$Z^{n,m}(r) = R_n^m(r)\Theta_n^m(\theta) \quad (3.32)$$

Les expressions de $R_n^m(r)$ et $\Theta_n^m(\theta)$ sont données par Noll [[68]]. Les images de certains polynômes de bas ordres radiaux n , correspondent à des aberrations optiques classiques.

En utilisant la base des polynômes de Zernike, la phase turbulence $\varphi^{tur}(r)$ se décompose sur la pupille d'un système d'observation S , comme une somme des polynômes de Zernike Z_j :

$$\varphi^{tur}(r) = \sum_j a_j Z_j(r) \quad (3.33)$$

Les coefficients a_j de Zernike sont les projections de la phase φ^{tur} sur les fonctions de base et sont donnés par :

$$a_j = \frac{1}{S} \int_S \varphi^{tur}(r) Z_j(r) dr \quad (3.34)$$

En choisissant la normalisation de polynômes de Zernike proposée par Noll [[68]], il est possible de définir l'expression de la variance de la phase turbulente σ_φ^2 :

$$\sigma_\varphi^2 = \frac{1}{S} \int_S \langle \varphi^{tur}(r)^2 \rangle dr = \sum_j \langle a_j^2 \rangle_{tur} \quad (3.35)$$

Noll [[68]] donne l'expression analytique de la variance de ces coefficients en supposant que la turbulence suit une loi de type Kolmogorov. Il montre alors que la variance du coefficient turbulent a_j , d'ordre radial n_j dépend du rapport D/r_0 , où D est le diamètre de la pupille et r_0 est le paramètre de Fried :

$$\sigma_n^2 \propto (n_j + 1)^{-11/3} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (3.36)$$

où n_j correspond à l'ordre radial du polynôme j . Les premiers ordres des variances des coefficients de Zernike sont les ordres les plus excités et sont ceux qui auront le plus d'influence sur la variance totale de la phase.

Dans le modèle qui permet de générer ce faisceau laser illuminateur et ses déformations, on exclut les perturbations dues au mode piston qui correspond à la phase moyenne ainsi que les perturbations dues au tilt prises en compte par ailleurs. L'expression de la variance totale (après soustraction du mode piston et du tilt) devient alors égale à :

$$\sigma_\varphi^2 = \sum_{j=4}^{\inf} \langle a_j^2 \rangle_{tur} \approx 0.134 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (3.37)$$

Pour l'instant, nous n'avons pris en compte que la défocalisation (élargissement circulaire du faisceau). Cette variance de phase est appliquée sur le coefficient a_4 (défocus).

3.3 Simulations numériques

3.3.1 Conditions nominales

Les conditions nominales typiques de la modélisation dans la thèse sont choisies pour être représentatives d'une imagerie flash laser mosaïque. La longueur d'onde est fixée à $\lambda = 1,57 \mu m$ et la distance source-objet limitée à $5 km$. Les objets sont de types mires uniformes ou mires à barres à $1,5 m$ du sol. Le niveau de turbulence varie de faible à modéré : $C_n^2 = 1.10^{-16}$ à $1.10^{-13} m^{-2/3}$. Un capteur de 256×256 pixels et un champ de vue caméra de $8,5 mrad$ sont considérés. Le tableau 3.1 récapitule les valeurs numériques choisies pour les simulations numériques présentées dans la suite. Nous considérons que l'optique d'émission et l'objet sont placés à la même hauteur, $h_0 = 1,50 m$.

Le profil de C_n^2 est supposé constant le long du trajet. Cette distribution est représentative d'une ligne de visée horizontale.

	Valeurs numériques
Longueur d'onde λ	$1,57\mu m$
Distance de propagation L	$0,5 \text{ à } 5 \text{ km}$
Niveau de turbulence C_n^2	$1.10^{-16} \text{ à } 1.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
Hauteur de propagation à h_0	$1,5 \text{ m}$
Diamètre de pupille D_{pup}	20 cm
Taille de pixel	$20\mu m$
FOV caméra	$8,5 \text{ mrad}$
Energie laser OPO E_{BC}	$14mJ$
Energie laser à fibre E_{HC}	$20\mu J$

TABLE 3.1 – Tableau présentant les valeurs numériques utilisées pour la modélisation

3.3.2 Simulation de la propagation atmosphérique aller

Conventions des faisceaux gaussiens

Nous considérons un faisceau laser monomode gaussien. Si l'on note $A(r, z = 0)$ le champ d'un faisceau gaussien à la source $z = 0$, on a :

$$A(r, z_0) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2} - i\frac{kr^2}{2R}\right) \quad (3.38)$$

où A_0 représente l'amplitude du champ électrique sur l'axe, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ le nombre d'onde avec λ la longueur d'onde, R le rayon de courbure du faisceau à l'émission et w_0 le rayon du faisceau à $1/e$ du maximum de l'amplitude appelé waist. Lorsque ce dernier est sur la pupille d'émission, on a $\frac{1}{R} = 0$.

En absence de turbulence, à la distance z , le rayon $w_{diff}(z)$ du faisceau propagé s'exprime :

$$w_{diff}^2(z) = \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0}\right)^2 + w_0^2 \left(1 - \frac{z}{R}\right)^2 \quad (3.39)$$

La Figure 3.12 présente l'évolution du rayon du faisceau laser en l'absence de turbulence en fonction de la distance de propagation. Deux divergences de faisceau laser sont considérées : plus la valeur du waist est petite plus le faisceau laser est divergent.

Expression du beam spreading

En présence de turbulence, l'amplitude moyenne propagée à la distance z s'exprime :

$$\langle |A(r, z)| \rangle = \frac{w_0^2}{w_{LT}^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\langle w_{LT}^2 \rangle}\right) \quad (3.40)$$

avec ψ_{turb} la phase de perturbation liées à la turbulence d'indice et w_{LT} le rayon longue pose [[27]], défini par :

$$\langle w_{LT}^2 \rangle = w_{diff}^2 + 2 \left(\frac{\lambda z}{\pi \rho_0}\right)^2 \quad (3.41)$$

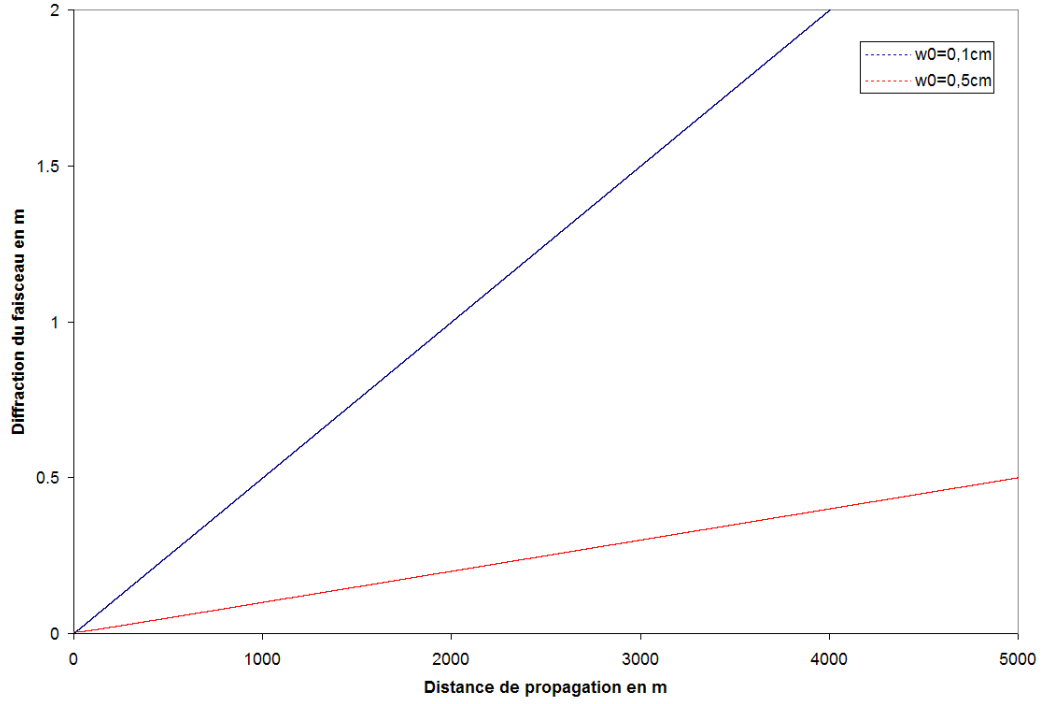


FIGURE 3.12 – Diffraction du faisceau laser en fonction de sa distance de propagation pour deux valeurs de waist : 1 et 5 mm .

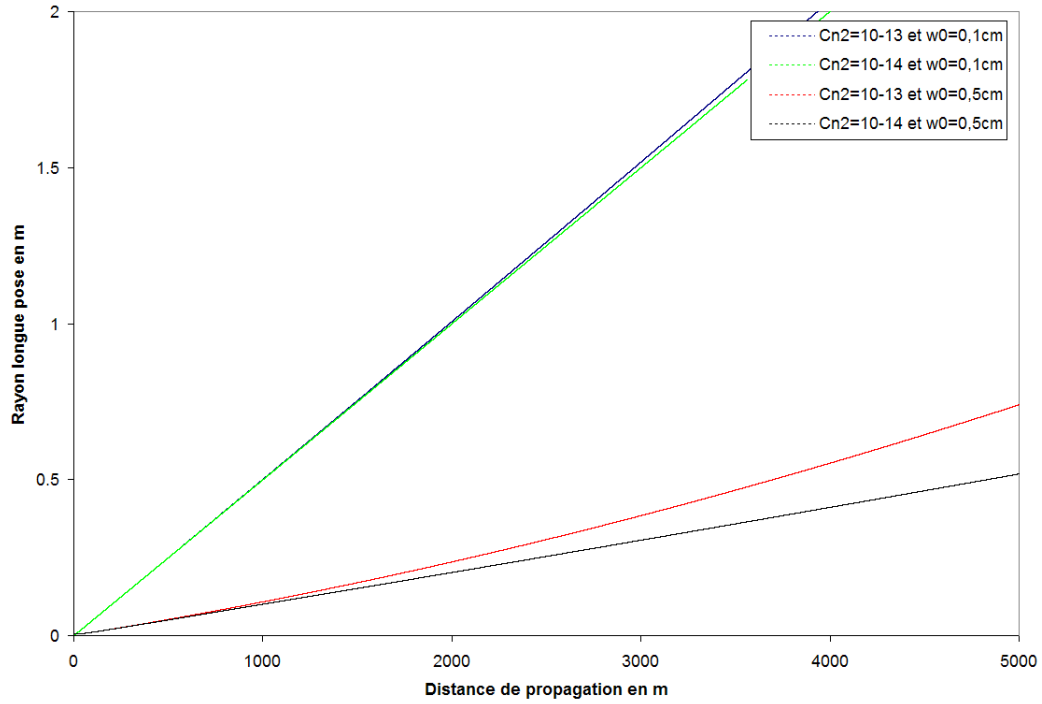


FIGURE 3.13 – Élargissement moyen du faisceau laser en fonction de la distance de propagation pour deux valeurs de waist : 1 et 5 mm et deux niveaux moyens de turbulence : $C_n^2 = 1.10^{-13}$ et $1.10^{-14} m^{-2/3}$.

La Figure 3.13 présente l'évolution du rayon moyen longue pose en fonction de la distance de propagation pour deux valeurs de waist considérées et calculées pour deux niveaux de turbulence. Le rayon longue pose du faisceau laser s'élargit avec la distance de propagation. Lorsque le niveau de turbulence augmente, le rayon longue pose obtenu pour un waist égal à 5 mm croît alors que le rayon longue pose obtenu pour un waist égale à 1 mm reste quasiment identique jusqu'à une portée inférieure à 5 km. Plus le waist w_0 du faisceau laser est grand plus la turbulence atmosphérique a un impact sur le faisceau, comme pour les systèmes optiques le rapport $\frac{w_0}{\rho_0}$ renseigne sur l'impact de la turbulence.

Toutefois, le rayon longue pose ne nous intéresse pas pour la modélisation directe que l'on souhaite. Il faut travailler sur le rayon courte pose pour lequel nous ne connaissons que la valeur moyenne [[27]]. Pour prendre en compte cet élargissement, nous supposons qu'il est essentiellement induit par le terme de défocalisation turbulente, terme a_4 de la décomposition sur les polynômes de Zernike [[69]]. La variance de ce terme a_4 est connue en fonction du niveau de turbulence. Une valeur instantanée est alors générée avec une courbure aléatoire $C_{courb} = \frac{1}{R_{courb}}$ de statistique gaussienne centrée sur 0 et d'écart-type σ_{courb} égale à :

$$\sigma_{courb} = 1,6 \frac{\lambda}{r_0^{5/6} D_{pup}^{7/6}} \quad (3.42)$$

Ce qui conduit à considérer à la distance z un faisceau gaussien de rayon w_{ST} défini par :

$$w_{ST}^2 = \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0} \right)^2 + w_0^2 (1 - z \sigma_{courb})^2 \quad (3.43)$$

Les valeurs du rayon moyen courte pose défini par l'équation 3.43 sont données dans le graphique 3.14 en fonction de la distance de propagation du faisceau laser. $w_0 = 1$ et 5 mm sont représentés pour deux niveaux de turbulence. Le modèle a été validé par un code de propagation par écran de phase [Pilot] dans le cas d'intérêt pour la thèse. Ces travaux font l'objet d'une publication et sont présentés dans la section 5 de ce chapitre.

Expression du beam wander

Le beam wander est défini statistiquement par la variance du basculement du faisceau dans un plan perpendiculaire à l'axe optique. Dans un milieu isotrope, la variance du basculement selon les positions x et y par rapport à l'axe optique est caractérisée par [[27] avec L_0 et [17] sans L_0] :

$$\sigma_x^2 = 0,16(\lambda L)^2 D_{pup}^{-1/3} r_0^{-5/3} \left(1 - 4,84 \frac{D_{pup}}{L_0} + 0,57 \left(\frac{D_{pup}}{L_0} \right)^2 - 0,34 \left(\frac{D_{pup}}{L_0} \right)^{7/3} \right) \quad (3.44)$$

$$\sigma_y^2 = 0,16(\lambda L)^2 D_{pup}^{-1/3} r_0^{-5/3} \left(1 - 4,84 \frac{D_{pup}}{L_0} + 0,57 \left(\frac{D_{pup}}{L_0} \right)^2 - 0,34 \left(\frac{D_{pup}}{L_0} \right)^{7/3} \right) \quad (3.45)$$

où le diamètre de la pupille égale à 3 w_0 et L_0 la grande échelle de turbulence.

Les valeurs correspondantes au basculement du faisceau laser dans un plan perpendiculaire à l'axe optique $\sigma_{x,y}$, en fonction de la distance de propagation, sont données dans le graphique Figure 3.15. Dans ces conditions ($w_0 = 1$ et 5 mm ; $C_n^2 = 1.10^{-13}$ et $1.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$), nous remarquons que les valeurs du beam wander sont faibles devant la

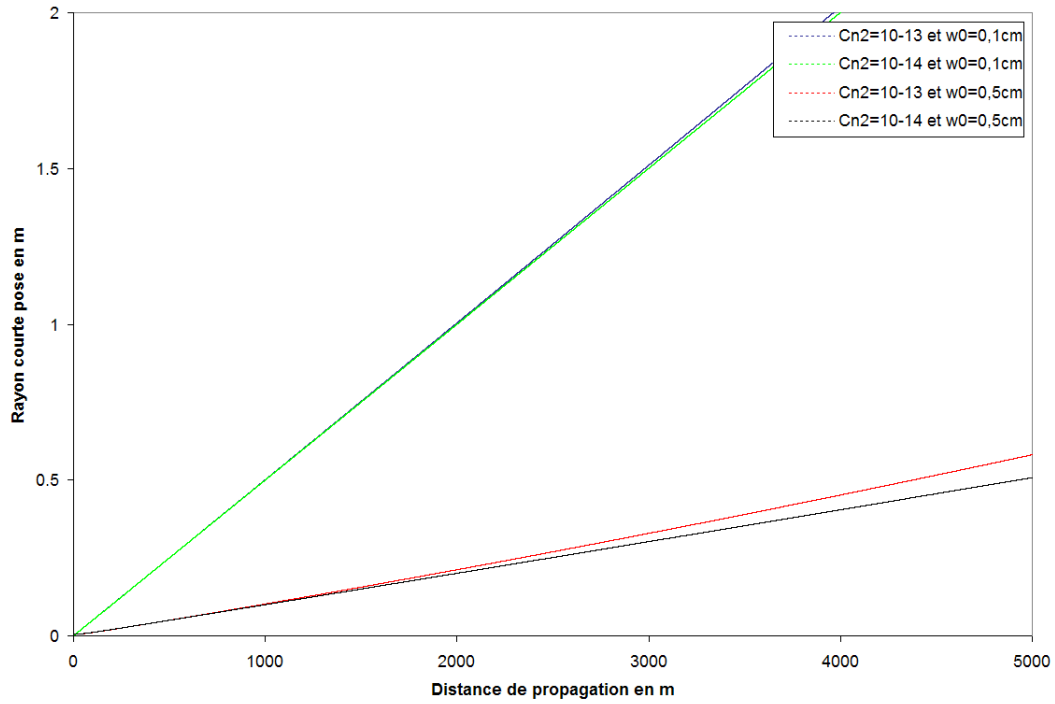


FIGURE 3.14 – Rayon courtu pose du faisceau laser en fonction de la distance de propagation pour deux valeurs de waïst : 1 et 5 mm et deux niveaux de turbulence : $C_n^2 = 1.10^{-13}$ et $1.10^{-14} m^{-2/3}$.

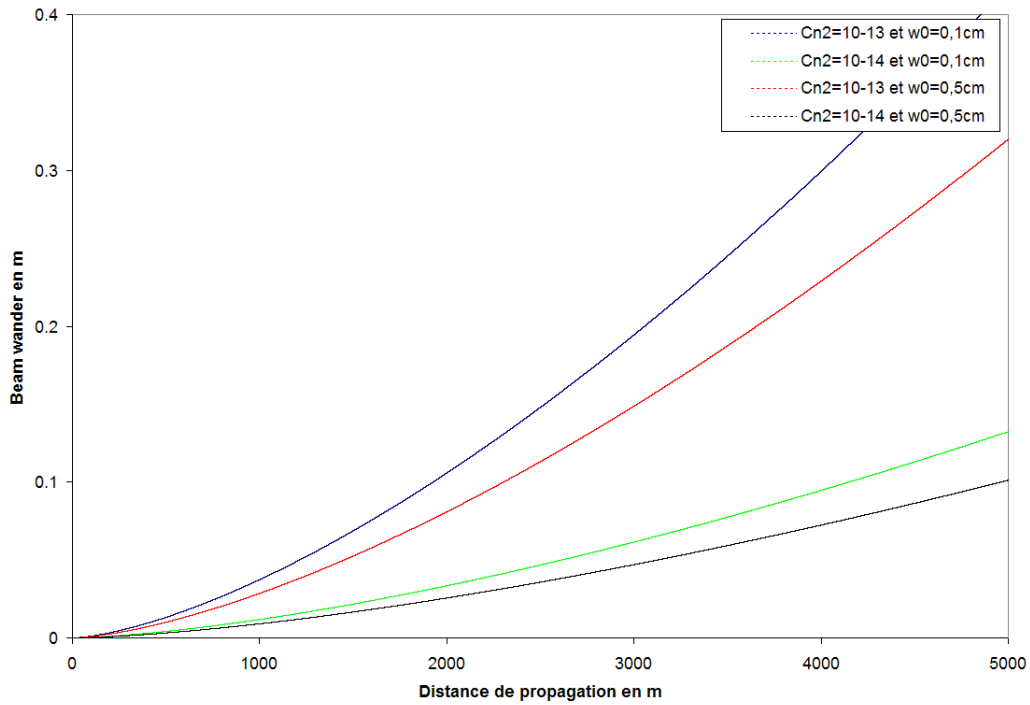


FIGURE 3.15 – Prédiction du basculement du faisceau laser en fonction de sa distance de propagation pour deux valeurs de waïst : 1 et 5 mm et deux niveaux de turbulence moyen : $C_n^2 = 1.10^{-13}$ et $1.10^{-14} m^{-2/3}$.

taille du faisceau total (rayon courbe pose). Cependant, plus le niveau de turbulence est important plus $\sigma_{x,y}$ croît et devient important. De plus, nous constatons que $\sigma_{x,y}$ augmente avec la taille du waist. Cela se traduit par le fait que plus le waist est grand, plus les effets de beam wander et de beam spreading sur le faisceau sont importants.

Fluctuations d'intensité

Les effets que nous avons présentés sont liés aux effets de phase géométrique de la turbulence sur les faisceaux gaussiens (beam wander et beam sreading). La scintillation va également venir modifier l'intensité collectée après propagation. Si de nombreuses formules analytiques donnent les valeurs moyennes des différents effets de la turbulence sur le faisceau [[101], [27] et [5]], il n'existe pas de modèle autre que par propagation par écrans de phase (wave optics) pour modéliser les effets de scintillation instantanés.

Pour simuler ces fluctuations d'éclairement, nous nous sommes basés sur un modèle simplifié, proposé par Velluet et al. dans [[95]], permettant d'estimer ces fluctuations d'intensité en faibles perturbations ($\sigma_\chi < 0,3$). Le modèle est une méthode basée uniquement sur la connaissance de la distribution de probabilité du log-amplitude χ et utilisant la densité spectrale de puissance (PSD) d'une onde sphérique. Les effets sur le faisceau de beam spreading et de beam wandering sont dé-corrélés des effets de scintillation.

Ainsi, dans le cadre de l'approximation des faibles perturbations de Rytov les fluctuations d'intensité sont définies par la distribution du log-amplitude $\chi = \log(A)$ où A est l'amplitude du faisceau, on a :

$$\langle \chi \rangle = -\sigma_\chi^2 \quad (3.46)$$

avec la variance du log-amplitude σ_χ^2 .

La densité spectrale de puissance du log-amplitude PSD_χ d'une onde sphérique s'exprime par [[78]] :

$$PSD_\chi(\nu) = 2\pi 0,033 h_0^2 \int_0^L C_n^2(z) dz \times \left(\left(\frac{2\pi z}{LL_0} \right)^2 + k_\perp^2 \right)^{-11/6} \times \exp \left(- \left(\frac{k_\perp L l_0}{5,91z} \right)^2 \right) \times \left(\frac{L}{z} \right)^{-5/3} \sin^2 \left(\frac{L(L-z)k_\perp^2}{2k_0} \right) \quad (3.47)$$

où L_0 et l_0 sont respectivement la grande et petite échelle de turbulence, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, k_\perp la fréquence spatiale et L la distance de propagation.

Du fait du profil gaussien spatialement limité des faisceaux laser, nous ne pouvons pas faire l'hypothèse de la stationnarité spatiale du log-amplitude. Car l'intensité moyenne évolue radialement en fonction de la distance au centre optique. De la même manière, la variance normalisée du log-amplitude évoluera également dans le champ. Les fluctuations de χ s'expliquent alors par une combinaison des effets du beam wander et des fluctuations de petites tailles (la scintillation) du log-amplitude du faisceau laser. La variance du log-amplitude σ_χ en faibles perturbations est ainsi estimée en additionnant le terme induit par le beam wander et la variance sur-axe $\sigma_\chi^2(0)$ donnée par la variance de Rytov pour le cas d'une onde sphérique. On a alors :

$$\sigma_\chi^2(r) = \sigma_\chi^2(0) + 4 \frac{r^2}{w_0^2} \sigma_{bw}^2 \quad (3.48)$$

avec σ_{bw}^2 , la variance induite par le déplacement du faisceau gaussien (beam wander).

Dans le cas de l'IFLM, cette approximation a été confronté aux résultats obtenus dans le cas d'une propagation par écran de phase. Ces travaux montrent que l'approximation donnée par Velluet et al. dans [[1]], produit de bon résultats lorsque la divergence du faisceau laser reste faible (Section 5).

En fortes perturbations, l'équation 3.48 n'est plus valable. Le faisceau est fortement éclaté augmentant d'autant les fluctuations proches de l'axe.

3.3.3 Résultats de simulation dans le plan focal de l'image

La Table 3.2 illustre l'acquisition d'images bruitées (faisceau laser + beam wander + beam spreading + scintillation) obtenues pour différents niveaux de turbulence ($C_n^2 = 1.10^{-16}$ à $1.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$) pour le cas d'une illumination plein champ (divergence du faisceau laser = 3 et 9 *mrاد*) typique de l'IFL. La distance source-objet est de 1 *km* et l'objet observé est uniforme.

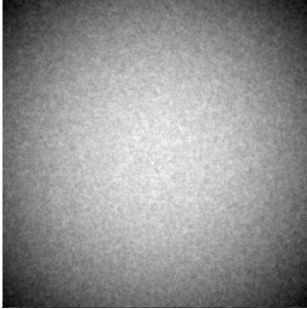
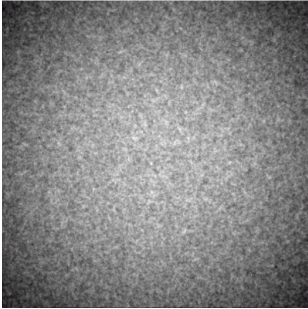
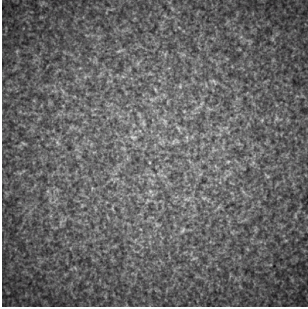
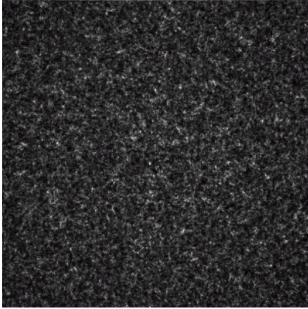
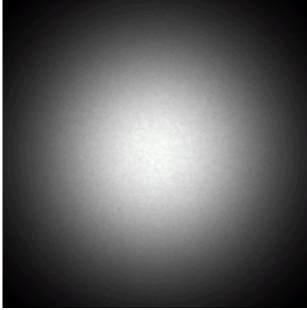
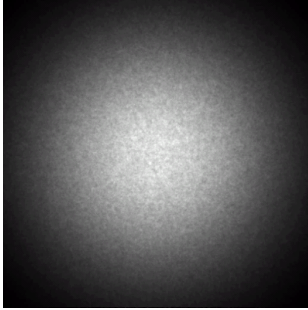
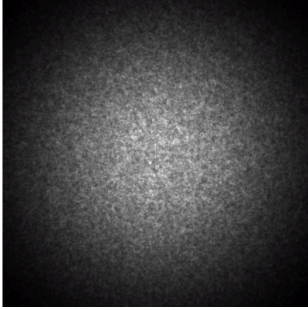
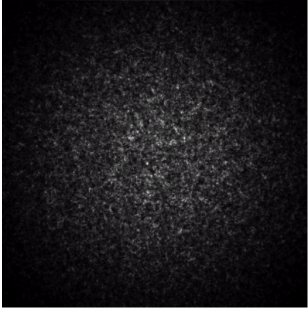
		$C_n^2 = 1.10^{-16} \text{ m}^{-2/3}$	$C_n^2 = 1.10^{-15} \text{ m}^{-2/3}$	$C_n^2 = 1.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$	$C_n^2 = 1.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$
Div. laser = 9 <i>mrاد</i>	Surface éclairée d = 3 m				
	Surface éclairée d = 3 m				

TABLE 3.2 – Acquisition d'images plein champ obtenues dans le plan focal de l'image pour une distance source-objet de 1 *km* et quatre niveaux de turbulence et deux divergences du laser illuminateur. La taille de l'image est de 256×256 pixels.

La Figure 3.3 illustre l'acquisition d'images bruitées obtenues pour différents niveaux de turbulence ($C_n^2 = 1.10^{-16}$ à $1.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$) et différentes distances source-laser (1 et 1,5 *km*).

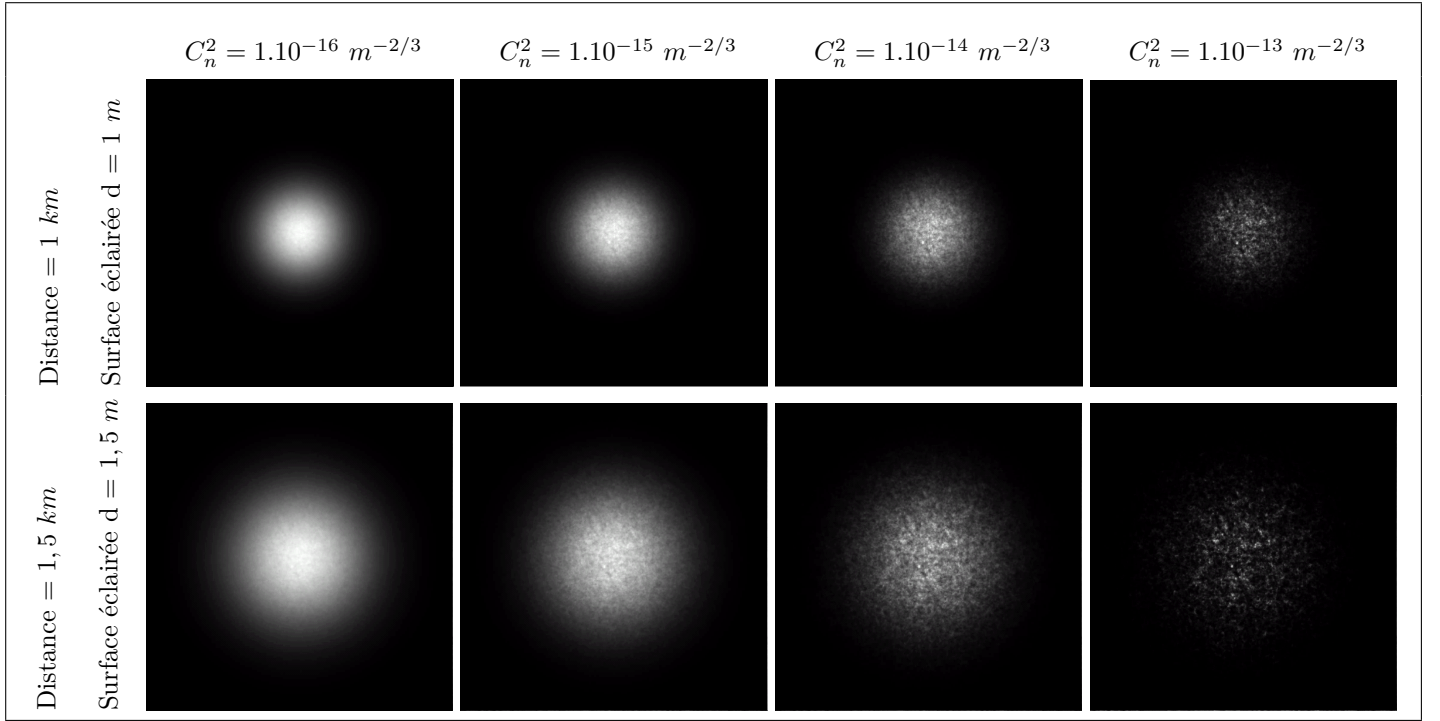


TABLE 3.3 – Acquisition d’imagettes obtenues dans le plan focal de l’image pour une divergence de faisceau laser de 1 mrad , différents niveaux de turbulence et deux divergences du laser illuminateur. La taille de l’image est de 256×256 pixels.

3.3.4 Simulation de la propagation atmosphérique retour

Si l’application d’une FTM longue pose est usuelle pour la modélisation d’une image moyenne, l’image instantanée est quant à elle plus complexe car il faut prendre en compte des effets différentiels de phase et d’amplitude du faisceau propagé dans le champ de vue. La FTM courte pose est la réalisation d’un processus aléatoire. Une fois de plus, il n’existe pas de modèle autre que par propagation par écrans de phase pour simuler les effets de la turbulence sur le trajet retour. Cependant, il est possible de modéliser une FTM courte pose moyenne si l’opérateur moyen s’affranchit des effets de tilts.

Simulation d’une image obtenue avec un temps de pose court dans le cas de l’isoplanétisme total

L’image I est reliée à l’objet par la relation suivante :

$$I = |i|^2 = |O \otimes S_{x_0, y_0}|^2 \quad (3.49)$$

$$I = |TF^{-1}(TF(O).TF(S_{x_0, y_0}))|^2 \quad (3.50)$$

où TF est la Transformée de Fourier.

La transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle de la dégradation atmosphérique S_{x_0, y_0} s’écrit sous la

forme suivante :

$$TF(S) = P_0 \cdot \Psi \quad (3.51)$$

où TF^{-1} représente la transformée de Fourier inverse, P_0 la fonction d'ouverture de la pupille et $\Psi = e^{i\varphi_{turb}} = e^{i \sum a_i Z_i}$. Dans les simulations, nous nous sommes limités à un seul polynôme de Zernike (Z_4), pour le calcul de la phase du front d'onde turbulent. L'erreur est d'autant plus faible que le plan focal de l'instrument est faiblement échantillonné, ce qui est le cas des imageurs actifs actuels [[1]].

3.3.5 Résultats de simulation dans le plan du détecteur

FTM du capteur et échantillonnage

Dans le cas de la thèse, nous avons supposé que le détecteur était parfait. La FTM détecteur prise en compte n'est autre qu'un sinus cardinal associé à la taille du pixel (Eq.3.8).

Pour respecter le critère de Shannon, nous avons utilisé une pupille de diamètre au moins égal à $\frac{N_{pupille}}{k} = \frac{D_{pupille}}{\lambda L}$ pixels. Typiquement, à $L = 1km$ avec un diamètre de pupille de $D_{pupille} = 20 cm$, nous avons utilisé une pupille circulaire de $N_{pupille} = 1024$ pixels de diamètre, inscrite dans un carré de 2048 pixels de côté, soit $k = 8$.

Bruits de la chaine de détection

Différents bruits de détection sont pris en compte : le bruit de photons, le bruit de lecture et le bruit de numérisation.

On considère un bruit gaussien N_g électrons et un bruit de photons $N_p = \sqrt{N}$, de statistique poissonnienne.

Les figures 3.4 et 3.5 illustrent les images IFLM simulées en présence de bruit.

Dans le cas où le faisceau laser est peu divergent (Figure 3.4), l'image est très peu dégradée par le bruit. Alors que dans le cas où le faisceau laser est divergent (Figure 3.5), la mesure semble être plus sensible au bruit.

3.3.6 Acquisition des éléments mosaïques

Dans le cas d'une IFLM, une image complète de la scène bruitée observée s'écrit alors :

$$I(\alpha) = \sum_{i=1}^k I_{i,éch,b}(\alpha) \quad (3.52)$$

avec I_i , l'imagette i acquise et k le nombre total d'imagette.

Si entre chaque prise d'image, nous prenons en compte une vibration du plan focal, les différentes imagettes sont décalées de $\delta_i(\alpha)$ ce qui s'écrit :

$$I(\alpha) = \sum_{i=1}^k I_{i,éch,b}(\alpha + \delta_i\alpha) \quad (3.53)$$

L'illustration Table 3.16 nous donne un exemple d'acquisition d'imagettes que nous obtenons avec le modèle direct dans le cas d'un IFLM. La scène (image de gauche) est une image de dimension 256 x 256. L'image du centre est l'imagette i et l'image de droite est constituée par l'algorithme RMax (Chapitre 4).

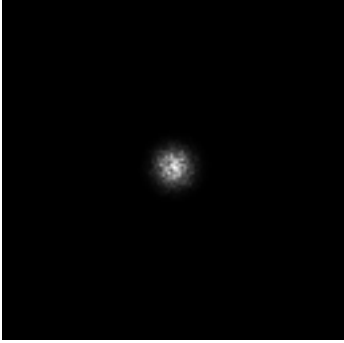
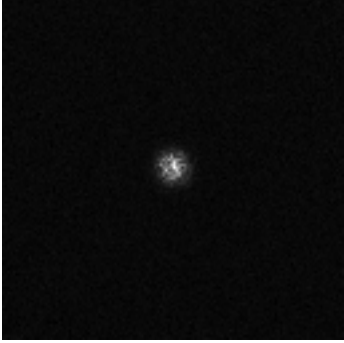
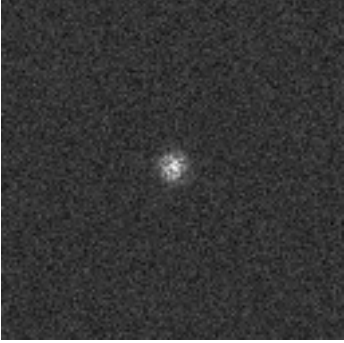
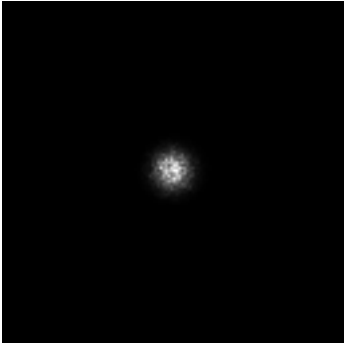
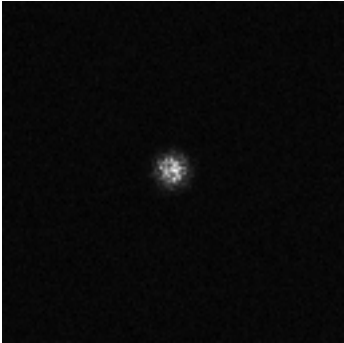
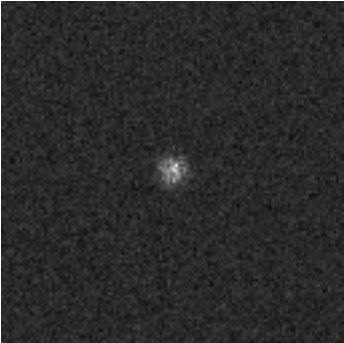
	Image sans bruit de détection	$N_g = 100e$	$N_g = 500e$
Puissance laser = 1W			
Puissance laser = 10W			

TABLE 3.4 – Acquisition d’imagettes bruitées obtenues dans le plan du détecteur à une distance source-objet de $0,5\text{ km}$ et un niveau de turbulence moyen ($C_n^2 = 8.10^{-14}\text{ m}^{-2/3}$). La taille de l’image est de 256×256 pixels et la divergence du faisceau est de 1 mrad .

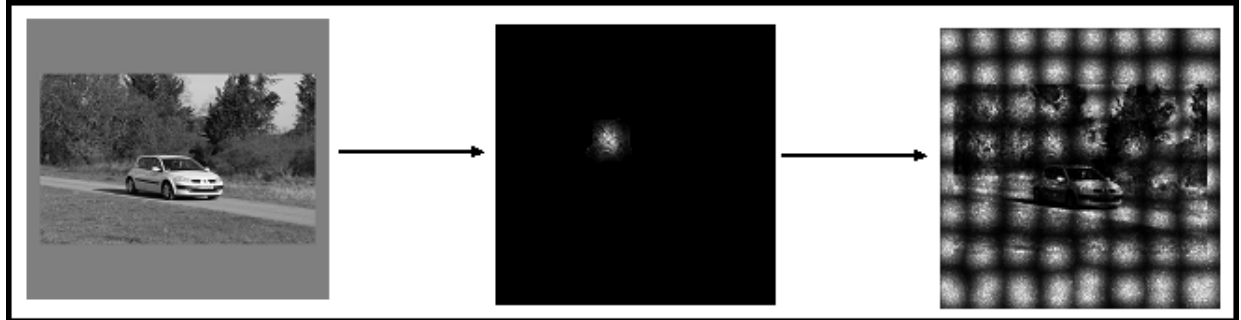


FIGURE 3.16 – Illustration d’une acquisition des éléments mosaïque. Avec un faisceau laser de divergence de $1,08\text{ mrad}$ et une acquisition de 64 imagettes.

3.4 Premières validations du modèle direct

3.4.1 Propagation sur le trajet aller

Dans le cas de la thèse, la modélisation proposée a été confrontée à plusieurs résultats de la littérature et une première validation a été réalisée par comparaison avec un modèle de propagation par écran de phase [Pilot], modèle plus performant mais plus long en temps de calcul, dans le cas de faisceau peu divergent. Ces travaux font l’objet d’une publication en cours de finalisation. Dans cette publication, la procédure de simulation d’une illumination

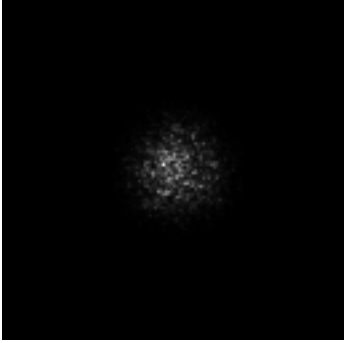
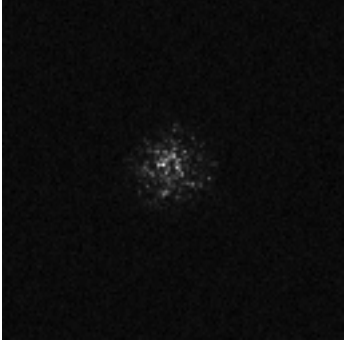
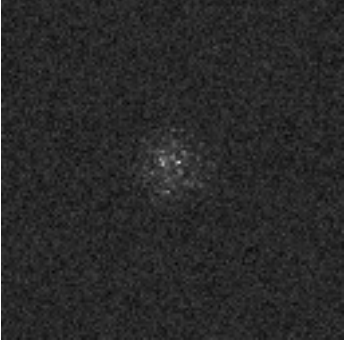
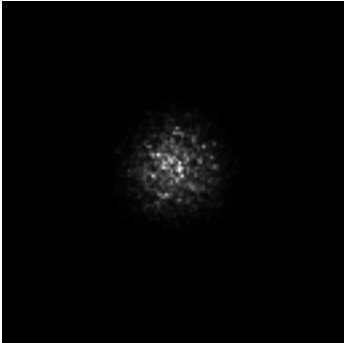
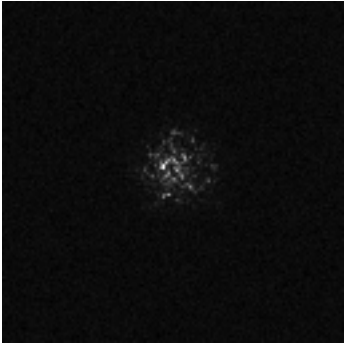
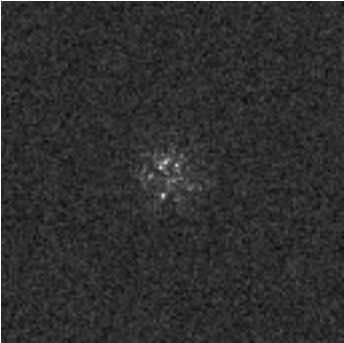
	Image sans bruit de détection	$N_g = 100e$	$N_g = 500e$
Puissance laser = 1W			
Puissance laser = 10W			

TABLE 3.5 – Acquisition d’imagettes bruitées obtenues à une distance source-objet de 1 *km* et un niveau de turbulence moyen ($C_n^2 = 8.10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$). La taille de l’image est de 256×256 pixels et la divergence du faisceau est de 1 *mrad*.

instantanée d’un faisceau laser se propageant dans un milieu turbulent est présentée. Nous avons fait une comparaison pour différents niveaux de turbulence ($C_n^2 = 2.10^{-14}$ à $2.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$), différentes distance source-objet ($L = 1, 2, 5$ et 6 km), et pour différentes tailles de faisceau laser ($w_0 = 1$ et 5 cm). Enfin, des conclusions et un plan pour une futur extension du modèle sont discutés.

Nous obtenons que les hypothèses et les approximations du modèle direct développé au cours de la thèse, donnent des résultats similaires aux résultats obtenues avec Pilot. Ces résultats sont obtenus avec des temps de calculs beaucoup plus court. De plus, le modèle est validé dans une gamme importante de niveau de turbulence.

Fast laser beam intensity patterns generation through weak turbulence.

Marie-Thrse Velluet,^{1,*} Emmanuelle Thouin,^{2,3}

¹ONERA - The French Aerospace Lab., F-92322 Châtillon, France

²ONERA - The French Aerospace Lab., F-31055 Toulouse, France

³Université de Toulouse, ISAE, F-31055 Toulouse, France

*Corresponding author: marie-therese.velluet@onera.org

Compiled May 19, 2014

In a active imaging system, the non-uniform of laser beam intensity impact on image quality and is due to atmospheric turbulent effects. Reliable methods for modeling realistic in terms of turbulence effects (scintillation, beam wandering, ...) are needed to evaluate the system performances. Numerical end-to-end sterling tools existe but require a hard computational effort. And, different statistical properties resulting from laser illumination fluctuations are not sufficient to modeling the instantaneous illumination . A simplified model that provides good instantaneous laser illuminations with an important saving of time and computational resources is presented. The model describes the fast laser beam intensity patterns generation through weak turbulence. Horizontal and oblique views are considered. Comparison of simplified model results with a numerical end-to-end model developed at Onera reveals excellent agreement. © 2014 Optical Society of America

Flash active imaging can be used for surveillance or target identification at long range and low visibility conditions. Its principle is based on the illumination of a scene with a pulsed laser which is then back-scattered to the sensor. When compared to passive imaging, the signal to noise ratio and contrast of the object over the background are increased. Even though, range and Field of View (FOV) are limited for a given peak laser power. In order to overcome these limitations, a new active imaging system has been developed at Onera. It is based on the acquisition of the entire scene with a high-speed scanning laser illumination on a limited region to increase the irradiance, whereas at each scan the full frame active image is acquired. The whole image is then reconstructed by mosaicking from composite image of all these successive images. In this new active imaging system, the laser beam propagation in the atmosphere is affected by turbulent effects, known as the scintillation, the beam spreading, and the beam wander. Beam wander and beam spreading are negligible in the conventional flash active but the situation is different with our system. This is due to the fact that the beam is here slightly divergent. In order to assess the performance of this new active imaging method compared with the conventionals one, a better knowledge of the propagation through the turbulence of low divergence laser beam is required. The research presented in this paper then focuses on the development of a model for laser beam propagation through atmospheric turbulence, with realistic conditions of divergence regarding this new active imaging system.

A series of statistical approaches for modelling properties of laser beam illumination through atmospheric turbulence have already been developed in the weak and strong perturbation regimes [1-7]. However, obtaining statistical results are not useful for the estimation of new active imaging system performances. Moreover, to generate the instantaneous turbulent effects a numerical

end-to-end propagation model called Pilot (Propagation and Imaging, Laser and Optical through Turbulence) based on a split step algorithm has been developed at Onera [8]. However, this standard approach is computationally very expensive, and unnecessary for low divergent laser beam. We present here a simplified propagation model that provides instantaneous laser illuminations and its application to low divergent laser beam of the new active imaging system. The validity of this model was checked by comparison of results to those obtained with the numerical end-to-end propagation model Pilot. Eventually, the statistical results obtained by our model are compared to results from existing models of the literature.

In this paper the simulation procedure to generate a fast laser beam intensity patterns is presented. Following this, the statistical results derived from simplified model are compared with existing formulations issued from the literature and those obtained with a end-to-end propagation model. Eventually, conclusions regarding this model and plans for futur extensions are discussed.

To simulate instantaneous a atmospheric turbulence effects on laser beam for active imaging system, we developed a method based on the dissociation of scintillation effect from beam spreading and beam wander effects which appears to be justified in the weak perturbation regime. The simulation procedure is formed on the following main steps:

1. We generate a random position r of the beam center along the transverse axes considering a random deflections of the centroid of the propagated beam along the x and y coordinates, given by the random variances σ_x and σ_y . We have from Chassat [9]:

$$\sigma_x^2 = 0,16(\lambda L)^2 D_{pu}^{-1/3} r_0^{-5/3} \left(1 - 4,84 \frac{D_{pu}}{L} + 0,57 \left(\frac{D_{pu}}{L} \right)^2 - 0,34 \left(\frac{D_{pu}}{L} \right)^{7/3} \right) \quad (1)$$

$$\sigma_y^2 = 0,16(\lambda L)^2 D_{pup}^{-1/3} r_0^{-5/3} \left(1 - 4,84 \frac{D_{pup}}{L} + 0,57 \left(\frac{D_{pup}}{L} \right)^2 - 0,34 \left(\frac{D_{pup}}{L} \right)^{7/3} \right) \quad (2)$$

This corresponds to a pupil diameter $D = 3w_0$.

2. We realize a random illumination following a method based only on the knowledge of the probability distribution of log-amplitude χ and the Power Spectral Density (PSD).

Statistically, the random illumination is often characterized log-amplitude distributed in the weak scintillation. The log-amplitude is defined by:

$$\langle \chi \rangle = -\sigma_\chi^2 \quad (3)$$

with σ_χ^2 the log-amplitude variance.

In the weak perturbation regime, the PSD often characterizes the spatial repartition of the log amplitude. It is given by [10]:

$$PSD_\chi(\kappa) = 8\pi k^2 \int_0^L \left(\frac{z}{L} \right)^2 \sin^2 \left[\frac{|\kappa|^2 z}{2k} \left(\frac{z}{L} - 1 \right) \right] \Phi_n \left(\kappa \frac{z}{L} \right) dz \quad (4)$$

To simulate instantaneous illumination, the operation is the filtering of the χ repartition with respect to the PSD. It is done in the Fourier domain. Then, an inverse Fourier transform gives a random illumination in the target.

In the laser case, the log-amplitude variance increases with the distance from axis. Assuming log-amplitude spatial stationary is not assumed here. This operation cannot be performed. We propose to estimate the log-amplitude variance σ_χ^2 by combination of beam wander effects and scintillation effect from beam spreading. So the log-amplitude variance is obtained by adding the term induced by the beam wander to the on-axis variance of log-amplitude:

$$\sigma_\chi^2(r) = \sigma_\chi^2(0) + 4 \frac{r^2}{w_0^2} \sigma_{bw}^2 \quad (5)$$

And, we consider the spatial filtering of $\chi - \langle \chi \rangle$ rather than the filtering of the χ . With $\langle \chi \rangle$, the temporal average value.

3. Then we apply the intensity distribution of laser beam in the case of a Gaussian beam:

$$I(r, L) = \exp(2\chi) \exp\left(-\frac{2r^2}{w_{ST}^2}\right) \quad (6)$$

where w_{ST}^2 the radius of instantaneous spot that is propagated in a turbulence medium. When a laser beam interacts with a turbulent medium, the instantaneous spot is larger than that predicted by the theory of Gaussian beams. In our simulations, we proposed an expression to define the radius of an instantaneous laser beam that is propagated in a turbulence medium:

$$\langle w_{ST}^2 \rangle = \left(\frac{\lambda L}{\pi \rho_0} \right)^2 + w_0^2 (1 - L \sigma_{curv})^2 \quad (7)$$

where the turbulence distribution has been replaced by equivalent defocus phase layer placed at the transmitter with the variance:

$$\sigma_{curv} = 1,6 \frac{\lambda}{r_0^{5/6} D^{7/6}} \quad (8)$$

Examples of the instantaneous beam profiles generated by the simplified model are shown in Fig. 1.

A first development and validation by comparison

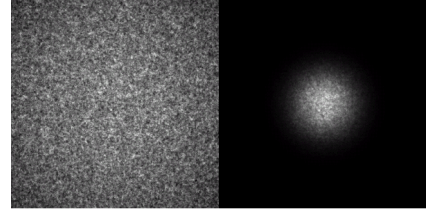


Fig. 1. Results beam profiles generated by simulation: beam divergent (left), beam slightly divergent (right). The images were taken at measured C_n^2 value of $1.10^{-14} m^{-2/3}$. $L = 1 km$, $\lambda = 1.57 \mu m$.

of the mean amplitude, the PSD and the probability distribution with Pilot has been presented in the Velluet and all paper [11]. In the case of spherical wave in the weak perturbation regime, a good accordance between the results obtained with both methods is presented.

In this study, we check the validity of the simplified method by comparison with Pilot approach in the case corresponding to a low divergent laser beam. The values of the beam radii and the scintillation index obtained with both methods are compared. Moreover, in the literature several statistical models of beam propagation in a turbulent medium have been proposed. We made several comparisons of simplified model results with exiting expressions of the literature.

Andrews and al. [1-3] and Fante and al. [4] give analytical expressions for the long- and short-term average radii of beam laser in a turbulent medium. The long-term beam spread w_{LT}^2 relate to the result of a long time exposure of laser spot in the reception plane. It is a superposition of the instantaneous spots or short-term beam spread w_{ST}^2 . They similarly established the following relation:

$$\langle w_{LT}^2 \rangle = \langle w_{ST}^2 \rangle + \langle \sigma_{bw}^2 \rangle. \quad (9)$$

with σ_{bw}^2 the beam wander variance that relate the random displacements of the centroid of beam.

Fante and al. [4] approximat the long-term radii and the beam wander variance by:

$$\langle w_{LT}^2 \rangle = \frac{4L^2}{k^2 w_0^2} + w_0^2 \left(1 - \frac{L}{F_0} \right)^2 + 4 \left(\frac{\lambda L}{\pi \rho_0} \right)^2 \quad (10)$$

and,

$$\langle \sigma_{bw}^2 \rangle = \frac{11,88 L^2}{k^2 \rho_0^{5/3} (\sqrt{2} w_0)^{1/3}}. \quad (11)$$

where w_0 is the beam waist at the origin, L is the propagated distance to the receiver, λ is the wavelength, k is the wave number, F_0 is a radius of curvature and ρ_0 called coherence length, characterizes the strength of the turbulence along the propagation path, and it is written

for a spherical wave as

$$\rho_0 = [1.46k^2 \int_0^L \left(\frac{z}{L}\right)^{5/3} C_n^2(z) dz]^{-3/5} \quad (12)$$

$C_n^2(z)$, the refractive index structure parameter, varies as a function of propagation distance z .

According to Andrews and al. [1-3], the long-term radii and the beam wander variance are given by:

$$\langle w_{LT}^2 \rangle = w^2 \left(1 + 1.33 \sigma_{Rytov}^2 \left(\frac{2L}{kw^2} \right)^{5/6} \right) \quad (13)$$

and,

$$\langle \sigma_{bw}^2 \rangle = \frac{2.42 C_n^2 L^3}{w_0^{1/3}} {}_2F_1\left(\frac{1}{3}, 1; 4; \frac{L}{F_0}\right), \frac{L}{F} < 1. \quad (14)$$

where σ_{Rytov}^2 is Rytov variance for a general spherical wave in a Kolmogorov turbulence. The radius w is the diffraction beam and the function ${}_2F_1(a, b; c; x)$ is a hyper-geometric function which reduces to unity in the case of a collimated beam and to 1.13 in the case of a focused beam ($F_0 = L$).

More recently, a paper by Baker [5] gives a relationship between w_{LT} and the short-term radius w_{ST} :

$$\langle w_{LT}^2 \rangle = \langle w_{ST}^2 \rangle + 2 \langle \sigma_{bw}^2 \rangle \quad (15)$$

with the short-term radii expressed by:

$$\langle w_{ST}^2 \rangle = w^2 + L^2 w_0^2 (\sigma_{\Delta\kappa}^2 + \sigma_{c5}^2 + \sigma_{c6}^2) \quad (16)$$

where the turbulence distribution has been replaced by equivalent defocus and astigmatism phase layers placed at the transmitter with the variances $\sigma_{\Delta\kappa}^2$ and $\sigma_{c5,6}^2$. The beam wander variance is expressed as:

$$\langle \sigma_{bw}^2 \rangle \approx 0.29 (L\lambda)^2 w_0^{-1/3} r_q^{-5/3} \quad (17)$$

with

$$r^{-5/3} = r_0^{-5/3} \int_0^2 \left[\frac{w(z)}{w_0} \right]^{11/6} dz \quad (18)$$

and $r_0 = 2, 1\rho_0$.

In this paper, scintillation is measured by means of the so-called scintillation index and its general expression is:

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} \quad (19)$$

where I is the intensity at some point in the detector plan. The radii are defined at widths the long- and short-term averaged intensity distributions by $1/e^2$ with respect to its maximum. And the values of beam wander can be measured by tracking the centroid of the beam on the beam profiler.

We made a comparison with the numerical end-to-end model Pilot to check the validity of the simplified method in the slightly divergent case. We show a variety of simulation results and compare them with results obtained by the theoretical models of the literature provided before. Table 1. gives a summary of the

beam propagation scenarios considered in this paper. In all cases, the wavelength was $1,57\mu m$ and the atmosphere $C_n^2(h)$ profile is assumed to follow a power law of $-4/3$, where h is altitude. We make calculations with two waists $w_0 = 1cm$ and $w_0 = 5cm$ for the laser beam, which we have taken as collimated. The number of simulations was 1000 for each calculated point. The analyses were performed for two elevation angles. The ratios

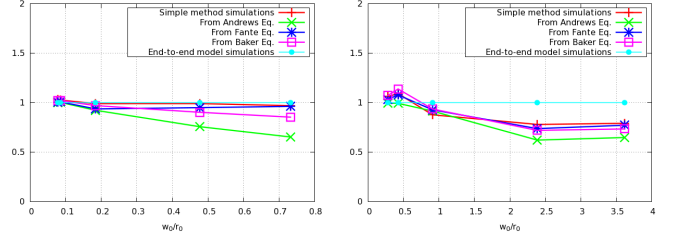


Fig. 2. Ratio of w_{LT} of model to w_{LT} of end-to-end model approach as a function of the ratio w_0/r_0 and $w_0 = 1cm$ (left), $w_0 = 5cm$ (right) .

of long-term beam obtained by the several methods to those corresponding at the numerical end-to-end model Pilot as a function of the ratio w_0/r_0 is reported figure 2. In the weak perturbation, all approaches give the same results. In the strong perturbation regime, the approaches differ. Andrews and Baker give results different to the simplified model. This can be explained by the fact that Baker makes the hypotese of a long-term beam calculated from the addition of the short-term beam and the beam wander and that Andrews has a lot of equations to calculate the long-term beam in the literature, choice of the equation (13) is not good in the strong perturbation regime. The long-term beam provided from the simplified method and Pilot are very good agreement with two beams wait. In the figure 3, we show the ratios

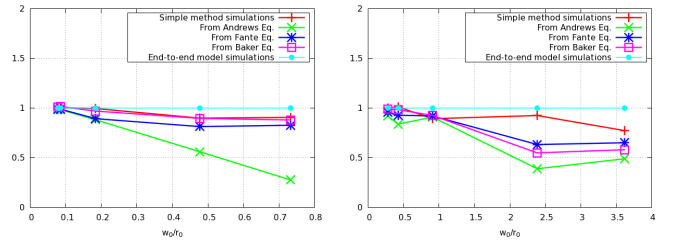


Fig. 3. Ratio of w_{ST} of model to w_{ST} of end-to-end model approach as a function of the ratio w_0/r_0 and $w_0 = 1cm$ (left), $w_0 = 5cm$ (right) .

of short-term beam obtained by the several methods to those estimated by the Pilot approach as a function of the ratio w_0/r_0 . Simplified model results appears to be fairly good when compared with the results obtained in the same conditions with the analytical formulas. They are in good accordance with the end-to-end model Pilote for the two beams waist. This can be explained by the

Table 1. Summary of the beam propagation scenarios considered in this paper

Case	h_0 (m)	h (m)	$C_n^2(h_0)$	$C_n^2(h)(m^{-2/3})$	$L(km)$	σ_{Rytov}^2	r_0	$R_{1cm} = \frac{w_0}{r_0}$	$R_{5cm} = \frac{w_0}{r_0}$	path
A	5	5	5.10^{-14}	5.10^{-14}	1	0, 1	0, 05	0.18	0.91	plan
B	5	5	5.10^{-13}	5.10^{-13}	1	1, 0	0, 01	0.73	3.62	plan
C	5	5	2.10^{-14}	2.10^{-14}	2, 5	0, 2	0, 05	0.18	0.91	plan
D	5	5	1.10^{-13}	1.10^{-13}	2, 5	1, 08	0, 02	0.48	2.37	plan
E	5	3000	1.10^{-13}	2.10^{-17}	6	0, 02	0, 13	0.08	0.28	oblic.
F	5	3000	2.10^{-13}	4.10^{-17}	6	0, 04	0, 12	0.08	0.42	oblic.

fact that Andrews[1-3] and Fante [4] give a similarly approximation to the short-term beam, in Eq.(9). Figure

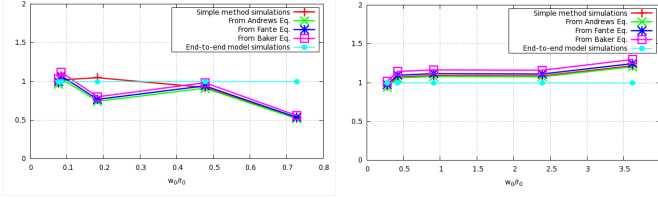


Fig. 4. Ratio of σ_{bw} of model to σ_{bw} of end-to-end model approach as a function of the ratio w_0/r_0 and $w_0 = 1cm$ (left), $w_0 = 5cm$ (right) .

4 presents the ratios of beam wander obtained by the several methods to those corresponding at the numerical end-to-end model Pilot versus the ratio w_0/r_0 . The analytical formulas and the simplified model simulations gave together similar results but slightly different results comparison with the Pilot approach results. This can be explained by the fact that we measure the beam wander by tracking the centroid of the beam on the beam profiler. In strong perturbation regime, the operation is no as well because it expressed else aberrations. We must certainly take into account else aberrations, as astigmatism.

In the figure 5, the ratios of on-axis scintillation index to those obtained with Pilot are illustrated for weak and strong scintillation regimes. It can be seen that the agreement of the several methods is good when there is a beam slightly divergent. The simplified model simulations appear to be altogether good when compared with the results obtained with the Pilot approach. This is particularly true when the beam is very slightly divergent.

Finally, our analyses has showed that the approximation indicated in the simplified approach fits well with Pilot tool in the conditions simulations. The method provides enough good results in an important range of turbulence. It can model instantaneous illuminations provided by an laser source after propagation through the atmospheric turbulence. Results are generated in only few minutes, whereas the equivalent Pilot simulations usually required a great computational effort. Presently, in the simplified model all degradations are approximated only by defocus. Higher order degradations like

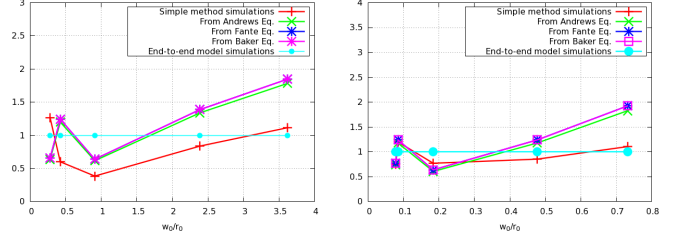


Fig. 5. Ratio of $\sigma_{\chi}(0)$ of model to $\sigma_{\chi}(0)$ of end-to-end model approach as a function of the ratio w_0/r_0 and $w_0 = 1cm$ (left), $w_0 = 5cm$ (right) .

astigmatism, spherical aberrations are not modeled. We are analyzing the possibility to simulate these degradations.

References

1. L. C. Andrews, "Laser beam propagation through random media," SPIE Press. Bellingham (1998).
2. L. C. Andrews, "Laser beam scintillation with applications," SPIE, (1998).
3. L. C. Andrews, "Recent results on optical scintillation in the presence of beam wander," Proc. of SPIE Vol. 6878, 687802, (2008).
4. R. L. Fante, "Electromagnetic beam propagation in turbulent media," Proc. IEEE 63, 1669-1692, (1975).
5. G. J. Baker, "Gaussian beam weak scintillation: low-order turbulence and applicability of the Rytov method," Vol. 23, No. 2/ J. Opt. Soc. Am. A., (2006).
6. H.T. Yura, "Optimum truncation of a Gaussian beam for propagation through atmospheric turbulence Applied Optics," Vol. 34, 15, (1995).
7. H.T. Yura, "Short-term average optical-beam spread in a turbulent medium," Opt. Soc. Am. A., (1973).
8. J.M. Martin, "Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-d random media," Appl.Opt. 27(11), pp. 2111-2126, (1988).
9. F. Chassat, "Propagation optique travers la turbulence atmosphérique. Etude modale de l'anisoplanétisme et application l'optique adaptative." PhD thesis, Universit Paris Sud, June (1992).
10. V. I. Tatarskii, "Wave propagation in random media (scintillation)," SPIE and Institute of Physics Publishing, pp. 272-290, (1993).
11. M.-T. Velluet, "Coherent illumination for wavefront sensing and imaging through turbulence," Proc. OF SPIE

3.4.2 Propagation sur le trajet retour

Le modèle direct a d'abord été testé sans considérer les effets de la propagation à travers la turbulence atmosphérique sur le trajet optique retour. La figure 3.17 expose le résultat simulées de la réponse impulsionnelle (RI) avant détection avec Pilot (courbe rouge) et avec le modèle direct (courbe noire). Les niveaux de turbulence considérés vont de $C_n^2 = 10^{-30} m^{-2/3}$ à $C_n^2 = 10^{-13} m^{-2/3}$. La longueur d'onde $\lambda = 1,57.10^{-6} m$, la distance de propagation est de $1000 m$ et $w_0 = 0,05 m$.

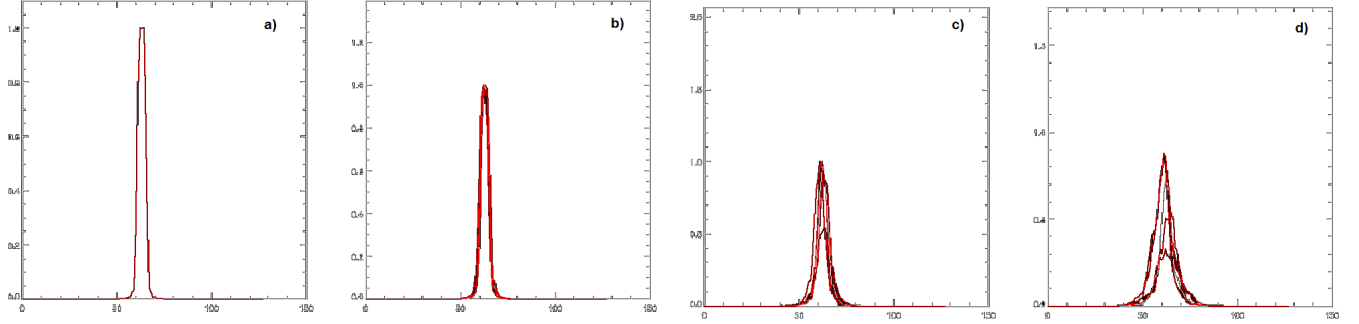


FIGURE 3.17 – RI avant détection obtenues par simulations Pilot (courbe rouge) et modèle direct (courbe noire) pour différents niveaux de turbulence : a) - $C_n^2 = 10^{-30} m^{-2/3}$, b)- $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$, $C_n^2 = 5.10^{-14} m^{-2/3}$, $C_n^2 = 10^{-13} m^{-2/3}$. La turbulence sur le trajet retour n'est ici pas considérée dans le modèle direct.

Les courbes issues des simulations et du modèle direct ont des allures très semblables à faible niveau de turbulence ($C_n^2 \leq 10^{-14} m^{-2/3}$). En revanche, lorsque $C_n^2 \geq 5.10^{-14} m^{-2/3}$ les courbes obtenues par notre modèle coïncident moins bien avec celles issues des simulations Pilot. Nous avons donc eu besoin de modéliser la propagation sur le trajet retour à travers la turbulence dans notre modèle direct, pour ces niveaux de turbulence.

Ainsi, comme nous l'avons annoncé dans ce chapitre, nous avons considéré que l'effet de la turbulence se traduisait essentiellement par une défocalisation identique pour tous les points du champ. Elle est donnée par $FMT_{courte\ pose} = Pupil \times \exp(i\varphi_{tur})$.

En figure 3.18, sont reproduits une moyenne circulaire de la **FTM** optique sans turbulence, courte pose et longue pose pour comparaison dans le cas d'une propagation sur $1 km$ et un C_n^2 constant de $10^{-13} m^{-2/3}$.

En figure 3.19, nous avons comparé la FTM $[TF^{-1}(RI)]$ obtenue par une modélisation fine (Pilot) et la modélisation simplifiée proposée pour le cas $1 km, C_n^2 = 10^{-13} m^{-2/3}$. On constate que les deux courbes sont très proches. Le modèle simplifié proposé est représentatif de l'effet induit par la turbulence que l'on cherche à modéliser.

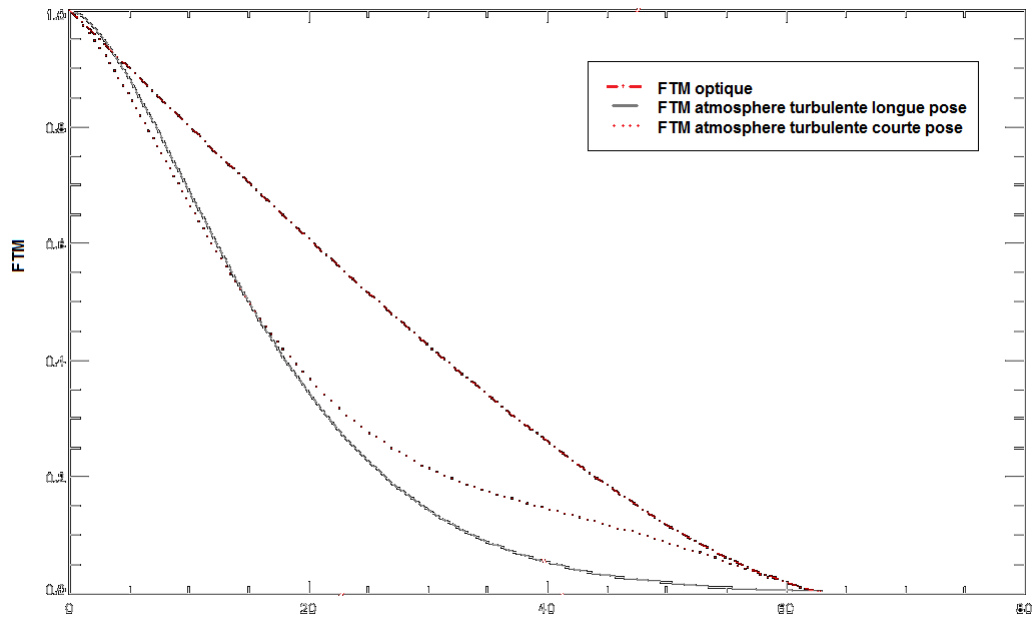


FIGURE 3.18 – FTM d’une optique circulaire, FTM de l’atmosphère turbulente courte pose et FTM de l’atmosphère turbulence longue pose .

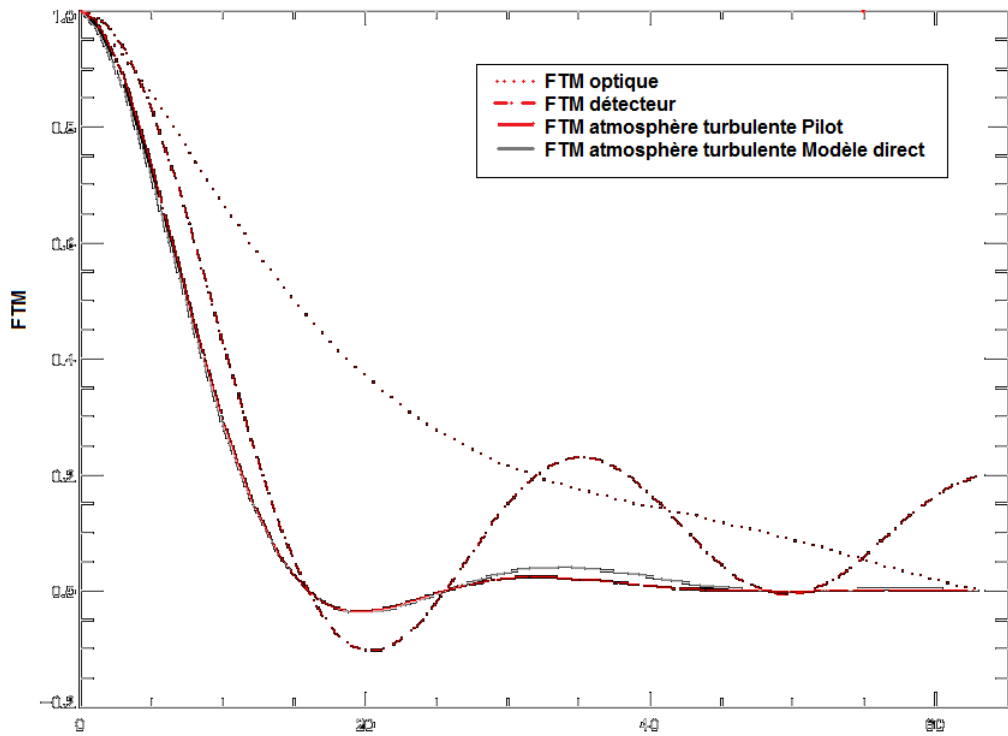


FIGURE 3.19 – FTM d’une optique circulaire, FTM du détecteur, FTM de l’atmosphère turbulente Pilot et FTM de l’atmosphère turbulente Modèle direct IFLM

Chapitre 4

Restauration des séquences acquises par un imageur flash laser mosaïque

Contents

4.1	Image mosaïque	94
4.1.1	Première méthode : RMax	94
4.2	Restauration de la scène	96
4.2.1	Objectif	96
4.2.2	Définition du problème et hypothèses	96
4.2.3	Formulation du problème	96
4.3	Méthodes classiques de restauration	97
4.3.1	Méthodes de résolution par inversion directe	97
4.3.2	Problèmes mal posés et régularisation	98
4.3.3	Formalisme bayésien	99
4.4	Méthodes d'optimisation itératives	101
4.4.1	Méthodes itératives de résolution	101
4.4.2	Méthodes du gradient	103
4.4.3	Méthode du gradient conjugué	104
4.4.4	Méthode de Newton	105
4.4.5	Choix des méthodes	105
4.5	Les méthodes de restauration testées	106
4.5.1	Description générale	106
4.5.2	Régularisation par variation totale (RTV) [[67]]	106
4.5.3	Régularisation L_1L_2 (RL1L2)	110
4.6	Résultats obtenus sur des images simulées	113
4.6.1	Taille de l'illumination laser	114
4.6.2	Niveaux de bruit	116
4.7	Résultats obtenus sur des images réelles	118
4.8	Conclusion sur les méthodes de restauration testées	119

Par les caractéristiques même de son mode de fonctionnement (l'image plein format est obtenue par l'acquisition d'une série d'imagettes), l'IFLM nécessite de développer une méthode qui permet de construire la scène observée à partir des imagettes acquises séparément.

Ce chapitre est consacré à la restauration d'une image à partir d'un ensemble d'imagettes bruitées. Deux méthodes sont présentées : une première méthode qui consiste à reconstruire une mosaïque de la scène à partir des imagettes (§ 4.1), et une deuxième méthode qui consiste à utiliser des outils mathématiques de restauration d'image afin de reconstruire parfaitement la scène (§ 4.5).

4.1 Image mosaïque

Un premier outil simple de reconstruction est mis en place à partir des K imagettes acquises bruitées. Nous appelons cet algorithme RMax. Il permet de obtenir facilement la scène totale et de manière quasi-instantanée.

4.1.1 Première méthode : RMax

Le principe ici est de construire la scène totale observée en prenant pour chaque pixel de la scène, la valeur maximale sur l'ensemble des imagettes. Nous obtenons en sortie de l'algorithme une image mosaïque de la scène totale $u \in \mathbb{R}^{MN}$ (Figure 4.1) .

Le schéma général de l'algorithme RMax est le suivant :

Algorithme RMax.

Entrées : les imagettes acquises v_k nécessaires à la reconstruction de la scène

Sorties : une approximation de la scène u

```
Initialisation de  $u_{m,n}$ ,  $i$  et  $j$ 
Tant que  $i \leq M$  et  $j \leq N$  faire
    Calculer  $u_{i,j} = \max(v_{1:k})_{i,j}$ 
     $i \leftarrow i + 1$ 
     $j \leftarrow j + 1$ 
Fin tant que
```

La Table 4.1 donne un exemple d'images reconstruites par RMax. A gauche, la scène (image initiale) et à droite, trois reconstructions mosaïque obtenues avec 144 imagettes bruitées ($\sigma_b = 0,001$ et $0,1$). La valeur du σ_k d'illumination est de 12 pixels (deux premières reconstructions) et de 6 pixels (reconstruction de droite).

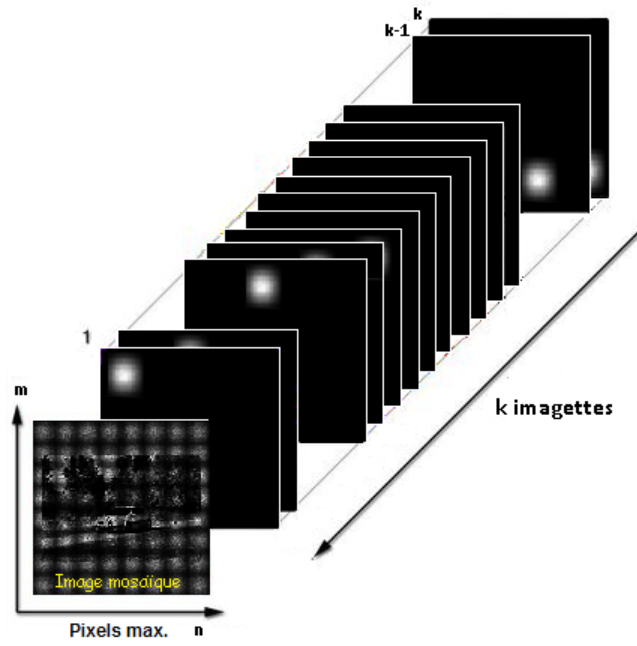


FIGURE 4.1 – Principe d’une reconstruction RMax de la scène totale mosaïque.

Nous constatons ici l’effet de dômes de l’illumination laser sur l’image finale. L’image n’est pas homogène. La reconstruction RMax ne permet pas d’éliminer les effets de dômes et le bruit mais permet de reconstruire l’image de la scène, à partir de l’ensemble d’images, de manière instantanée. Cependant nous constatons qu’avec la méthode RMax, il est difficile de reconstruire une image parfaite de la scène. Notamment lorsque les images sont bruitées et qu’elles ne recouvrent pas la totalité du champ de vue (important écart entre chaque image). C’est pourquoi d’autres méthodes, dites méthodes d’inversion, ont été testées pour permettre à partir de l’ensemble des images, d’obtenir une image de la scène sans effets de dômes et de bruit afin de favoriser la visualisation et l’identification de l’utilisateur.





Image initiale	$\sigma = 12$ et $\sigma_b = 0,001$	$\sigma = 12$ et $\sigma_b = 0,1$	$\sigma = 6$ et $\sigma_b = 0,001$
			

TABLE 4.1 – Exemple d’images mosaïque construite par RMax à partir de 144 images bruitées.

4.2 Restauration de la scène

4.2.1 Objectif

L'objectif est de reconstruire la scène totale discrétisée à partir de l'ensemble des imagerie bruitées acquises, en améliorant sa qualité visuelle (élimination des effets de dômes) et en augmentant le contraste des objets de la scène (élimination du bruit). Une restauration de la scène est donc faite.

La démarche envisagée est d'utiliser des méthodes d'inversion régularisées existantes. Les principales raisons de ce choix viennent d'une part de la justification mathématique des méthodes qui s'est fortement développée, et d'autre part de la possibilité d'utiliser des travaux récents sur l'imagerie optique [[21]].

Enfin, pour une application de détection temps réel, il est important que la restauration ne soit pas exigeante en puissance de calcul. Parmi les différentes techniques qui ont déjà été utilisées et que nous allons passer en revue, ces considérations vont nous aider à sélectionner l'approche qui nous paraît la mieux adaptée à notre cas.

4.2.2 Définition du problème et hypothèses

Dans le cas de la thèse, nous avons cherché à mettre en place un algorithme permettant d'estimer la scène totale, à partir d'un ensemble d'images brutes acquises séparément.

On se place dans le contexte d'images actives courte pose obtenues avec un imageur flash laser à haute cadence. On suppose que le capteur de prise d'images est mobile et que ses déplacements, entre deux images consécutives, sont petits (de l'ordre du micro-radian). Les objets dans la scène sont considérés dans un premier temps fixes. Nous prenons également en compte les effets induits par la turbulence ainsi que les bruits liés au détecteur.

4.2.3 Formulation du problème

Les données dégradées sur lesquelles nous travaillons sont des images acquises par un système IFLM, à deux dimensions ($M \times N$). Les images sont générées par notre modèle direct. Soit $v \in \mathbb{R}^{KMN}$ la série de K images dégradées de taille $M \times N$ et $u \in \mathbb{R}^{MN}$ la scène discrétisée observée. Dans la suite, $M = N$.

On modélise notre appareil de mesure par un opérateur linéaire :

$$\begin{aligned} M_0 : \mathbb{R}^{MN} &\longrightarrow \mathbb{R}^{KMN} \\ (u_{m,n})_{1 \leq m,n \leq M,N} &\longrightarrow (G_{\theta^k}(m,n)u_{m,n})_{1 \leq m,n \leq M,N} \end{aligned}$$

Avec $G_{\theta^k}^k \in \mathbb{R}^{KMN}$ la fonction d'éclairement (illumination laser) associée à la $k^{ième}$ image :

$$G_{\theta^k}^k(m,n) = A^k \exp \left[\frac{-(m - c_1^k)^2 + (n - c_2^k)^2}{2(\sigma^k)^2} \right], \quad (4.1)$$

de paramètres :

$$\theta^k : (A^k, c_1^k, c_2^k, \sigma^k) \in \mathbb{R}^4$$

Où A^k représente l'amplitude, c_1^k, c_2^k sont les coordonnées du centre de la fonction d'éclairement et σ^k , l'écart type. La $k^{ième}$ imagerie s'écrit alors :

$$v^k = G_{\theta^k}^k u + b^k \quad (4.2)$$

où $b^k \in \mathbb{R}^{KN^2}$ est un bruit de variance σ_k^2 .

4.3 Méthodes classiques de restauration

Plusieurs grandes méthodes ont déjà été proposées dans le domaine de la restauration d'images [[16],[99], [22] et [58]]. Nous avons regroupé les principales d'entre elles afin de dégager les différentes approches théoriques. Cette revue de méthode exprime en quelque sorte la démarche que nous avons suivie pour choisir l'approche permettant de résoudre notre problème. Elle n'est pas exhaustive, mais plutôt progressive.

Cependant, le développement de modèles plus complexes peut se faire au détriment de la facilité de mise en œuvre. La lourdeur des calculs peut rendre une méthode trop complexe et inutilisable dans une situation donnée. Une de nos contraintes est de disposer d'une méthode nécessitant le plus faible temps de traitement. C'est pourquoi nous nous sommes limités dans cet état de l'art aux méthodes respectant ce critère.

Dans ce qui suit, un certain nombre de méthodes sont présentées. Une progression depuis les méthodes les plus simples jusqu'aux méthodes les plus abouties en essayant de donner les apports et les limites de chaque méthode, est faite dans l'optique d'un choix pour notre application. Ainsi, les méthodes les plus simples sont les méthodes explicites d'inversion directe.

4.3.1 Méthodes de résolution par inversion directe

L'acquisition d'une image bruitée v connaissant les mesures d'aberrations est un problème direct, classique en physique, qui nécessite le choix d'un modèle direct :

$$v = M_0(u) \quad (4.3)$$

avec u la grandeur physique d'intérêt. L'inversion consiste à estimer u à partir des mesures v .

Par leur caractère universel et leur simplicité, les méthodes d'inversion sont des méthodes fréquemment utilisées pour résoudre des problèmes linéaires simples. La méthode la plus utilisée pour estimer l'image u à partir d'une image bruitée v est la **méthode des moindres carrés** [[64]]. Cette méthode consiste à minimiser l'erreur entre les données v et le modèle de données $M_0(u)$. Par simplicité, on utilise le plus souvent une distance quadratique pour mesurer cette erreur :

$$\hat{u}_{MC} = \arg \min_u \|v - M_0(u)\|^2 \quad (4.4)$$

où $\arg \min$ signifie l'argument du minimum et $\|\cdot\|$ désigne la norme euclidienne. Cette méthode a été publiée pour la première fois par Legendre en 1805, et vraisemblablement découverte par Gauss quelques années plus tôt mais sans être publiée [[87]].

Le cas le plus simple se produit lorsque M_0 est inversible (le rang de la matrice M_0 est égal à la dimension du vecteur inconnu u), ce qui donne :

$$\hat{u}_{MC} = M_0^{-1}v \quad (4.5)$$

Dans le cas où M_0 n'est pas inversible alors que le modèle des mesures est linéaire et donné par 4.3, la solution est dite pseudo-inverse, unique et s'exprime comme :

$$\hat{u}_{MC} = (M_0^t M_0)^{-1} M_0^t v \quad (4.6)$$

$M_0^t M_0$ est alors inversible.

Si $M_0^t M_0$ n'est pas inversible, comme en dimension infinie, il existe une infinité de solutions mais une seule de ces solutions est de norme minimale.

Influence du bruit

Dans la méthode des moindres carrés, le choix d'une mesure quadratique n'est justifié que si l'on peut mener analytiquement le calcul de la solution. Cette méthode n'utilise pas notre possible connaissance des propriétés statistiques du bruit de la mesure. Or cette non information sur le bruit donne des résultats médiocres quant à la restauration d'une image bruitée. Les méthodes simples d'inversion directe telles que les moindres carrés ne donnent des résultats satisfaisants que si l'on a un bon contraste statistique.

Dans de nombreux problèmes où le contraste statistique n'est pas favorable, le problème est dit mal conditionné. La régularisation, c'est-à-dire l'ajout, lors de l'inversion, de contraintes et de connaissances a priori sur la solution, est alors très profitable.

4.3.2 Problèmes mal posés et régularisation

Ainsi, lorsque le bruit est important, la solution de l'équation 4.3 n'est pas unique et n'est pas stable vis-à-vis de perturbations, ce qui nous donne un problème inverse mal posé au sens d'Hadamard [[46]].

Pour résoudre ce problème, des méthodes existent permettant de transformer ce problème mal posé en problème bien posé. Ce sont des méthodes de régularisation. La régularisation du problème inverse correspond alors à l'idée que les données seules ne permettent pas d'obtenir une solution acceptable et qu'il faut donc introduire une information sur la régularité de l'objet à estimer. La solution résulte d'un compromis entre l'exigence de fidélité aux données et celle de la régularité postulée de l'objet.

Principe

L'idée principale de la régularisation est de renoncer à l'espoir d'accéder à la solution exacte à partir de données que l'on sait imparfaites. On considère admissible toute solution \hat{u} telle que entre v et $M_0(u)$ il y a une faible erreur de mesure et qui, choisie parmi ces solutions, est compatible avec une certaine information $M_2(u)$. Dans ce cas, on cherche à minimiser un critère du type :

$$\hat{u} = \min J(u) \quad (4.7)$$

$$\text{avec } J(u) = M_1(v, M_0(u)) + \lambda M_2(u) \quad (4.8)$$

de manière à trouver la solution qui réalise un compromis entre l'attache aux données M_1 et le terme de régularisation M_2 dont le rôle est de réduire le bruit en s'opposant à l'attache aux données hors des zones de transitions. Le coefficient λ permet de pondérer l'influence de la régularisation.

Les deux paramètres M_1 et M_2 peuvent être choisis pour que le critère régularisé $J(u)$ soit convexe : la minimisation est simplifiée. Le choix d'un critère $J(u)$ convexe ou non est une question de compromis. Les critères non-convexes qui respectent exactement le modèle sont très lourds à mettre en œuvre. En acceptant un modèle qui est moins bien conçu mais qui permet une réduction satisfaisante du bruit, il est possible de faciliter énormément l'étape d'optimisation qui en découle.

4.3.3 Formalisme bayésien

L'approche bayésienne [[47]] est une approche statistique pour la résolution des problèmes inverses qui permet de prendre en compte et de traiter de la même manière l'information sur les données et celle *a priori* sur la solution. Cette approche permet de prendre en compte le caractère incertain des erreurs au travers de l'attribution d'une loi de probabilité aux mesures, et l'information *a priori* au travers d'une loi de probabilité que l'on attribue aux inconnues du problème. La relation entre les probabilités conditionnelles résultantes est donnée par la loi de Bayes :

$$p(u|v) \times p(v) = p(v|u) \times p(u) \quad (4.9)$$

où $p(v|u)$ donne la probabilité de tirer une image bruitée v connaissant l'objet de départ u , $p(u|v)$ est alors la probabilité *a posteriori* de tirer l'objet de départ en fonction des données, $p(u)$ est la probabilité *a priori* de l'objet et $p(v)$ est la probabilité des données de départ.

Dans un problème inverse, nous n'avons que la réalisation des images bruitées et on cherche à estimer l'objet de départ. Deux méthodes classiques permettent alors de résoudre ce problème : le maximum de vraisemblance (**MV**) et le maximum *a posteriori* (**MAP**).

Méthode du maximum de vraisemblance

La méthode du maximum de vraisemblance (**MV**) consiste à choisir u comme une variable (aucune connaissance *a priori* de u), v fixe et égale aux données d'acquisition, et à rechercher l'objet de départ u qui maximise $p(v|u)$. La probabilité $p(v|u)$ vue comme une fonction de u est alors appelée la vraisemblance de l'image v , et l'objet \hat{u}_{MV} qui la maximise s'écrit :

$$\hat{u}_{MV} = \arg \max_u p(v|u) \quad (4.10)$$

Dans le cas d'un bruit blanc gaussien, caractérisé par la matrice de covariance $C_b = \sigma_b^2 I$, avec σ_b^2 la variance du bruit, on a :

$$p(v|u) \propto \exp\left\{-\frac{1}{2}[v - M_0(u)]^t C_b^{-1}[v - M_0(u)]\right\} \quad (4.11)$$

La maximisation de la vraisemblance est équivalente à la minimisation d'un critère défini comme l'opposé du logarithme de celle-ci et appelé anti-log-vraisemblance, d'où :

$$J_{MV}(u) = -\ln p(v|u) = \frac{1}{2}[v - M_0(u)]^t C_b^{-1}[v - M_0(u)] \quad (4.12)$$

Le critère $J_{MV}(u)$ est alors exactement le critère de moindres carrés.

Dans le cas d'un bruit blanc caractérisé par la matrice de covariance $C_b = \sum \text{diag}(\sigma_b^2)$, l'anti-log-vraisemblance s'écrit :

$$J_{MV}(u) = \frac{1}{2} \sum_j \frac{|v(j) - M_0(u)(j)|^2}{\sigma_b^2(j)} \quad (4.13)$$

où les $\sigma_{ib}^2(j)$ sont les éléments de la diagonale de C_b . $J_{MV}(u)$ est le critère dit de moindres carrés pondérés.

La méthode des moindres carrés peut donc s'interpréter comme un maximum de vraisemblance si le bruit est blanc gaussien stationnaire (la matrice de covariance est proportionnelle à l'identité). Inversement, si la loi du bruit est connue mais est différente, le maximum de vraisemblance permet de prendre en compte cette connaissance sur le bruit et généralise alors les moindres carrés.

Méthode du *maximum a posteriori*

La méthode du *maximum a posteriori* (**MAP**) consiste à définir comme solution, l'objet u le plus probable connaissant v . Elle nécessite de tenir compte de la probabilité *a priori* de u . Par la loi de Bayes, on a (éq. 4.9) :

$$p(u|v) = \frac{p(v|u) \times p(u)}{p(v)} \quad (4.14)$$

Comme l'image bruitée v est connue, la probabilité *a posteriori* ne dépend que de la probabilité *a priori* de l'objet de départ $p(u)$ et de la probabilité de tirer une image bruitée connaissant l'objet de départ, $p(v|u)$. Cette dernière probabilité contient les connaissances sur le modèle direct, y compris le modèle de bruit. D'où, on a :

$$p(u|v) \propto p(v|u) \times p(u) \quad (4.15)$$

La solution au problème inverse est alors l'objet \hat{u}_{MAP} qui maximise la probabilité *a posteriori* $p(u|v)$, d'où :

$$\hat{u}_{MAP} = \arg \max_u p(u|v) = \arg \max_u p(v|u) \times p(u) \quad (4.16)$$

La maximisation de la loi *a posteriori* est équivalente à la minimisation d'un critère $J_{MAP}(u)$ défini comme l'opposé du logarithme de celle-ci. D'après (4.16), le critère s'écrit comme la somme de deux composantes :

$$J_{MAP}(u) = -\ln p(v|u) - \ln p(u) = M_1(u) + M_2(u) \quad (4.17)$$

où M_1 est le critère de fidélité aux données déduit de la vraisemblance et où $M_2(u) \cong -\ln p(u)$ est le critère de régularisation qui traduit la fidélité à l'*a priori*. L'écriture de la solution MAP fait donc apparaître le compromis entre fidélité aux données et fidélité à l'*a priori*. Dans le cas linéaire et gaussien, l'*a priori* adopté pour l'objet est également gaussien (de probabilité gaussienne).

Une fois le critère défini, le calcul de l'estimateur est un problème d'optimisation. La méthode numérique choisie dépend alors de la formulation du critère à optimiser. Nous allons décrire rapidement les principaux algorithmes utilisés dans ce but.

4.4 Méthodes d'optimisation itératives

Nous présentons dans cette section les principaux algorithmes itératifs utilisés pour résoudre les problèmes d'optimisation en traitement d'image. Ce sont des algorithmes classiques qui ont un large spectre d'application et qui sont adaptés aux critères ainsi qu'à la taille du problème.

4.4.1 Méthodes itératives de résolution

Le problème d'optimisation consiste à trouver l'élément \hat{u} de l'ensemble des solutions admissibles dont le coût est minimal (ou maximal). La méthode itérative contrairement à d'autre a l'avantage de ne pas avoir besoin de garder en mémoire la totalité d'une matrice de très grande taille. Cette méthode permet de garder en mémoire que les coefficient non nuls d'une matrice de grande taille.

Nous cherchons à résoudre le système $M_0 u = v$. Pour cela, nous décomposons la matrice $M_0 = M - N$, de telle façon que M soit inversible. Il est alors possible d'écrire le système $M_0 u = v$ sous la forme :

$$u = M^{-1} (Nu + v) \quad (4.18)$$

Pour résoudre cette équation, la solution consiste à calculer par récurrence la suite des vecteurs $u_{(i)}$ à partir du vecteur $u_{(0)}$, en choisissant la relation ci-dessous :

$$u_{(i+1)} = M^{-1} (Nu_i + v), i > 0 \quad (4.19)$$

En pratique, on ne calcule pas l'inverse de la matrice M , mais on résout à chaque pas un système linéaire avec la matrice M . On choisit donc en général M comme une matrice diagonale ou triangulaire.

La décomposition de $M_0 = M - N$ est obtenue à partir de différents types de regroupements de matrices D , E et F , tel que $M_0 = D - E - F$. La matrice diagonale D est obtenue à partir des éléments diagonaux de M_0 et est inversible :

$$D = \begin{pmatrix} M_{0(1,1)} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & M_{0(2,2)} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & M_{0(m,n)} \end{pmatrix} \quad (4.20)$$

La matrice triangulaire inférieure $-E$ est égale à :

$$-E = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 \\ M_{0(2,1)} & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_{0(m,1)} & M_{0(m,2)} & \dots & M_{0(m,n)} \end{pmatrix} \quad (4.21)$$

Et la matrice triangulaire supérieure $-F$ est égale à :

$$-F = \begin{pmatrix} 0 & M_{0(1,2)} & \dots & M_{0(1,n)} \\ 0 & 0 & \dots & M_{0(2,n)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & 0 \end{pmatrix} \quad (4.22)$$

Méthode de Jacobi

La méthode de Jacobi correspond au découplage $M_0 = D - E - F$, avec :

$$M = D \quad \text{et} \quad N = F + E \quad (4.23)$$

L'équation 4.19 s'écrit alors :

$$u_{(i+1)} = D^{-1}(F + E)u_{(i)} + D^{-1}v \quad (4.24)$$

Cela revient à avoir la relation de Jacobi suivante [[3]] :

$$u_{(i+1)}(k) = \frac{1}{M_{0(k,k)}} \left(v(k) - \sum_{j=1, j \neq i}^n M_{0(k,j)} u_{(i)}(j) \right) \quad (4.25)$$

Cette méthode n'est définie que si tous les éléments de la diagonale M_0 sont non nuls.

Méthode de Gauss-Siedel

La méthode de Gauss-Siedel est très proche de la méthode de Jacobi. Nous supposons cette fois que la méthode de Gauss-Siedel correspond au découpage $M_0 = D - E - F$ avec

$$M = D - E \quad \text{et} \quad N = F \quad (4.26)$$

L'équation 4.19 devient alors :

$$u_{(i+1)} = (D - E)^{-1} F u_{(i)} + (D - E)^{-1} v \quad (4.27)$$

Et la relation de Gauss-Seidel est la suivante [[73]] :

$$u_{(i+1)}(k) = \frac{1}{M_{0(k,k)}} \left(v(k) - \sum_{j=1}^{k-1} M_{0(k,j)} u_{(i+1)}(j) - \sum_{j=k+1}^n M_{0(k,j)} u_{(i)}(j) \right) \quad (4.28)$$

On constate que la programmation de ce système est en fait plus économique en termes de place mémoire : les composantes du vecteur en cours sont remplacées au fur et à mesure, ce qui n'oblige pas à conserver le vecteur précédent en mémoire. La convergence est accélérée.

Techniques de sur-relaxation et de sous-relaxation

Pour accélérer la vitesse de convergence, on peut définir un facteur de relaxation w , qui donne les composantes du vecteur $u_{(i+1)}$ en deux étapes. Premièrement, on calcule $u_{(i+1)}$ comme précédemment, puis on pondère la correction apportée avec w . Le découplage devient alors :

$$M = \frac{D}{w} - E \quad \text{et} \quad N = \left(\frac{1}{w} - 1 \right) D + F \quad (4.29)$$

La boucle d'itération pour Gauss-Seidel devient dans ce cas :

$$u_{(i+1)} = (D - wE)^{-1}((1 - w)D + wF)u_{(i)} + w(D - wE)^{-1}v \quad (4.30)$$

Dans le cas où la convergence est trop rapide et qu'il se produit des oscillations autour de la solution, il est préférable d'amortir le processus en choisissant $w < 1$, on dit que c'est une méthode de sous-relaxation. Le choix $w = 1$, correspond à la méthode de Gauss-Seidel classique. Enfin, dans la plupart des cas, pour accélérer la convergence, on choisit $w > 1$ et on dit que c'est une méthode de sur-relaxation. Cependant, si w est trop grand la méthode risque d'osciller autour de la solution sans jamais s'en approcher suffisamment.

4.4.2 Méthodes du gradient

Les méthodes du gradient sont aussi des méthodes qui reposent sur la propriété dite de descente itérative [[51]]. Elles partent d'une valeur initiale quelconque $u_{(0)}$ et génère une suite de composantes de la manière suivante :

$$u_{(i+1)} = u_{(i)} - t_i d_{(i)} \quad \text{avec} \quad t_i > 0 \quad (4.31)$$

où la direction de descente itérative $d_{(i)}$ implique que le coût des composantes ainsi générées décroît à chaque itération ($J(u_{(i+1)}) < J(u_{(i)})$). t_k est le pas qui est, soit fixé, avec éventuellement le même pour toutes les étapes, on parle alors de méthode à pas constant, soit calculé à chaque étape de façon à minimiser $J(u)$ dans la direction $d_{(i)}$, on parle alors de méthode à pas optimal.

Toute direction d_i telle que $\nabla J(u_{(i)}) \cdot d_i < 0$ est une direction de descente de $J(u)$ en u . Les algorithmes de ce type sont appelés méthodes du gradient en raison de cette relation entre la direction d_i et le gradient $\nabla J(u_{(i)})$. Le choix de la direction de plus forte descente définit alors une famille d'algorithmes de gradient dont le schéma est le suivant :

$$u_{(i+1)} = u_{(i)} - t_i \nabla J(u_{(i)}), \quad t_i > 0 \quad (4.32)$$

On note que la méthode s'arrête lorsque $\nabla J(u_{(i)}) = 0$. Il importe désormais de choisir t_i d'une manière aussi convenable que possible. Ce qui conduit par exemple aux trois variantes suivantes.

Algorithme du gradient à pas fixe

L'idée est très simple, on impose une fois pour toute la taille du pas effectué selon la direction de descente calculée à chaque itération. Le plus dur ici est de choisir un pas qui garantisse la convergence de l'algorithme, car un pas trop faible conduit à un nombre d'itérations très important et un pas trop grand fait diverger l'algorithme.

Algorithme du gradient à pas par dichotomie

La technique de dichotomie permet de déterminer un pas conduisant à une convergence très rapide. Il suffit pour l'implémenter de savoir calculer $J(u_{(i)} - t_i \nabla J(u_{(i)}))$ avec $u_{(i)}$ l'élément de u de l'algorithme de gradient à la $i^{\text{ème}}$ itération.

Pour chaque itération i de l'algorithme du gradient, un intervalle $[a, b]$ contenant au moins un pas acceptable est sélectionné, puis un pas « optimal » t_i est extrait de l'intervalle par une technique d'exploration qui résout la règle de pas par dichotomie dans l'intervalle $[a, b]$.

La règle d'Armijo

La façon de procéder est ici de demander à la fonction J de décroître autant que, pour $w_1 \in]0, 1[$, [[55]] :

$$J(u_{(i)} - t_{(i)}^k d_{(i)}) \leq J(u_{(i)}) + w_1 t_i^k \|\nabla J(u_{(i)})\|^2 \quad (4.33)$$

La constante w_1 est choisie arbitrairement et est habituellement prise très petite (de l'ordre de 10^{-4} afin que la condition d'Armijo (4.33) soit satisfaite. Le choix de cette constante est indépendante du type de problème étudié.

On se donne le premier élément $t_1 > 0$ de la suite et les éléments suivants sont en général déterminés par interpolation et projection de manière à vérifier :

$$t_i^{k+1} \in [\tau t_i^k, (1 - \tau) t_i^k] \quad (4.34)$$

où τ est une constante fixée dans $]0, \frac{1}{2}]$. Ainsi t_i^k est appelé pas d'Armijo et est décroissant.

Le calcul du pas d'Armijo a l'avantage, par rapport à la stratégie du pas par dichotomie, de réduire le nombre d'évaluation de $J(u_{(i)} - t_i \nabla J(u_{(i)}))$ pour calculer chaque pas. L'avantage d'un tel pas par rapport au pas constant est qu'il ne risque pas de faire diverger l'algorithme étant donné que peu d'évaluation de $J(u_{(i)} - t_i \nabla J(u_{(i)}))$ sont nécessaires.

4.4.3 Méthode du gradient conjugué

Il existe d'autres directions de descente pouvant être utilisées. La plus courante est celle employée dans la méthode du gradient conjugué [[51]]. Elle appartient à un sous-ensemble de méthodes de descente qui regroupe les méthodes dites de directions conjuguées. Le principe ici est de construire progressivement des directions de descente $(d_{(0)}, d_{(1)}, d_{(2)}, \dots)$ que l'on garde en mémoire, pour essayer d'éviter les zigzags de convergence de la méthode classique du gradient. De plus, cette méthode converge plus rapidement car les corrections successives n'interfèrent pas entre elles.

La méthode du gradient conjugué se fait en deux phases. La première consiste à choisir une direction de descente et un point où $J(u)$ atteint un minimum local le long de cette direction. La deuxième phase est indépendante de la première et consiste à, étant donné une direction $d_{(i)}$, choisir t_i comme étant la valeur du paramètre t telle que

$J(u_{(i)} - td_{(i)})$ est minimum.

À chaque itération i , la méthode minimise $J(u)$ sur le sous-espace généré par les i premières directions conjuguées utilisées par l'algorithme. A la $i^{\text{ème}}$ itération au plus tard, ce sous-espace inclura alors le minimum global de J , grâce à la propriété d'indépendance linéaire des directions conjuguées.

4.4.4 Méthode de Newton

Alors que les méthodes du gradient utilisent une approximation linéaire pour trouver une direction de mouvement, l'idée de la méthode itérative de Newton est de minimiser à chaque itération $J(u)$ à partir du développement de Taylor d'ordre 2 de la fonction J [[23], [66]] :

$$q_{(i)}(u) = J(u_{(i)}) + \nabla J(u_{(i)}) (u - u_{(i)}) + \frac{1}{2}(u - u_{(i)})^T \nabla^2 J(u_{(i)})(u - u_{(i)}) \quad (4.35)$$

Une condition nécessaire pour que le minimum de $q_{(i)}(u)$ soit atteint est que $\nabla q_{(i)}(u) = 0$, soit :

$$\nabla J(u_{(i)}) + \nabla^2 J(u_{(i)})(u - u_{(i)}) = 0 \quad (4.36)$$

La composante générée à l'itération $(i + 1)$ est la composante minimisant $q_{(i)}(u)$, c'est-à-dire le vecteur satisfaisant l'équation :

$$u_{(i+1)} = u_{(i)} - (\nabla^2 J(u_{(i)}))^{-1} \nabla J(u_{(i)}) \quad (4.37)$$

La méthode de Newton nécessite le calcul de la matrice Hessienne $(\nabla^2 J(u_{(i)}))$ de $J(u)$, elle ne peut être utilisée que si $J(u)$ est deux fois continûment différentiable. La méthode de Newton demande donc l'évaluation de l'inverse de cette matrice, ce qui est coûteux en termes de calculs. La méthode s'arrête lorsque $\nabla J(u_{(i)}) = 0$ et converge en une seule itération si $J(u)$ est quadratique.

4.4.5 Choix des méthodes

Nous pouvons commencer par comparer les méthodes de relaxation et du gradient. Les méthodes de relaxation sont des méthodes qui convergent assez rapidement mais qui nécessitent de calculer les inverses des n blocs (m, n) diagonaux de M . La méthode est donc intéressante seulement si le coût de ces calculs est suffisamment compensé par l'accélération de la convergence [[65]].

Les méthodes du gradient sont généralement bien adaptées aux cas où la matrice M est creuse. La méthode du gradient conjugué converge toujours plus vite (au sens de la vitesse de convergence géométrique) que la méthode du gradient avec pas optimal [[65]]. Mais le principe est sensiblement le même. Nos comparaisons ne porteront donc maintenant plus que sur la méthode du gradient conjugué et sur la méthode de Newton.

La méthode du gradient conjugué a comme principal avantage de ne pas avoir à connaître ni même calculer la matrice Hessienne. Mais la méthode de Newton réalise beaucoup moins d'opérations pour la même minimisation. La méthode de Newton peut être beaucoup plus efficace pour de longs problèmes, mais le coût en mémoire est bien plus conséquent. Par contre la méthode du gradient conjugué est utile si l'on a des problèmes de mémoire mais est

généralement plus lente et moins fiable. Donc pour des traitements demandant une précision moins poussée mais des temps de calculs réduits, la méthode du gradient conjugué est efficace. C'est donc la méthode que nous avons choisie.

4.5 Les méthodes de restauration testées

4.5.1 Description générale

Dans le cas d'une restauration IFLM, le choix d'un critère convexe est une quasi nécessité pour réduire la complexité numérique de la méthode de restauration. En effet dans les cas non convexes, l'optimisation est beaucoup plus délicate du fait de la présence possible de minima locaux. Nous nous sommes penchés sur une restauration d'images précise sans toutefois vouloir manipuler un critère non convexe pour la raison que le minimum global est difficile à atteindre.

De ces méthodes, il ressort que l'utilisation de nos données, dans un contexte d'estimation bayésienne du *maximum a posteriori*, offre de bonnes performances sur plusieurs points :

- le minimum peut être obtenu par tous les algorithmes d'optimisation que nous avons décrits.
- le modèle est souple et permet des ajustements sur la forme des critères d'une part et sur le compromis entre la suppression du bruit et la netteté des contours d'autre part.

C'est pour cela que nous avons retenu cette approche. De plus dans le contexte particulier de la restauration d'une scène observée à partir d'un ensemble d'images, il a été important d'étendre la méthode à K images bruitées.

4.5.2 Régularisation par variation totale (RTV) [[67]]

Une méthode de restauration, appelée méthode RTV, a été développée pour restaurer le plus parfaitement possible la scène à partir d'un ensemble d'images. RTV est une méthode du *maximum de vraisemblance a posteriori*. Une optimisation avec régularisation par Variation Totale (**TV**) combine ensuite les informations des différentes images afin de restaurer l'image plein format exempte des variations d'éclairement et présentant un compromis bruit-résolution adapté. Dans un premier temps, l'algorithme ne prend en compte que le bruit de lecture du détecteur CCD. Ce dernier est souvent modélisé par un bruit blanc stationnaire.

L'algorithme prend en compte les différents paramètres (amplitude A^k , position c_1^k , c_2^k et taille σ^k) des k illuminations laser. Dans un contexte particulier de restauration à partir de k images bruitées, les données sont sous une forme différente de celle d'une image plein champ au sens classique du terme. Elles nécessitent la mise en œuvre d'un processus de reconstruction avant la restauration de la scène. Le modèle est celui posé figure 4.2.

Expression du critère $J(u)$

Pour aboutir au critère $J(u)$, dans le cadre d'une approche bayésienne MAP, il faut formuler les lois de probabilité *a posteriori* et *a priori* du modèle.

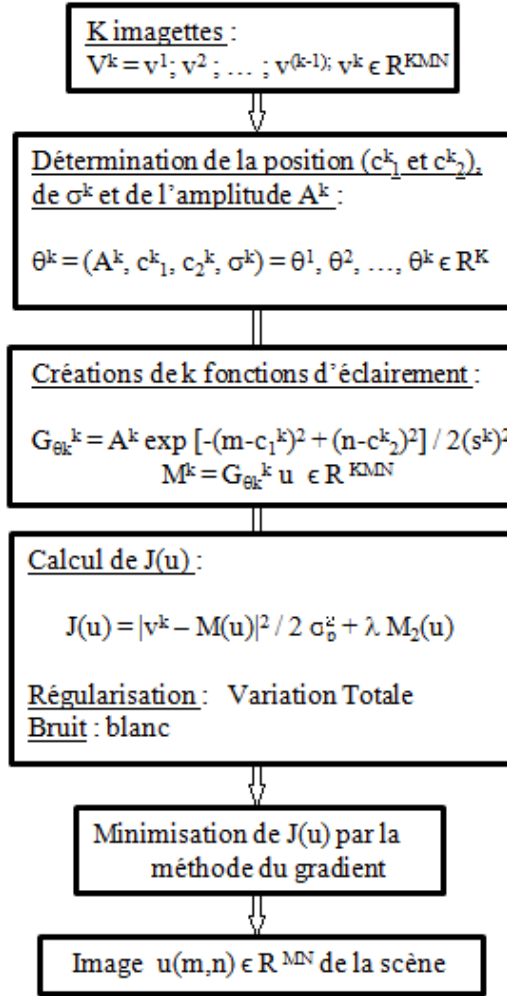


FIGURE 4.2 – Étapes de la méthode RTV de reconstruction.

La première loi conditionnelle $p(v_k|u)$ traduit le comportement des données mesurées connaissant l'objet original. Le comportement stochastique de v_k sachant u est complètement déterminé par celui du bruit b_k . Dans cette première approche, nous supposons que le bruit est gaussien, de moyenne nulle et de variance connue σ_b^2 . Sa densité de probabilité s'écrit alors :

$$p(b_k) \propto \exp \left\{ -\frac{\|b_k\|^2}{2\sigma_b^2} \right\} \quad (4.38)$$

Et on en déduit que la loi conditionnelle est une loi normale vectorielle de même variance et dont la moyenne est cette fois décalée et égale à $M_0(u)$. C'est-à-dire :

$$p(v_k|u) \propto \exp \left\{ -\frac{\|v_k - M_0(u)\|^2}{2\sigma_b^2} \right\} \quad (4.39)$$

La seconde loi est celle du modèle *a priori*. Elle s'exprime ainsi :

$$p(u) \propto \exp \{TV(u)\} \quad (4.40)$$

TV (u) est la variation totale de u définie par [[67]] :

$$TV(u) = \sum_{m,n=1}^{M,N} |(\nabla u)_{m,n}| \quad (4.41)$$

$$TV(u) = \sum_{m,n=1}^{M,N} \sqrt{(\delta_m u_{m,n})^2 + (\delta_n u_{m,n})^2} \quad (4.42)$$

avec

$$\begin{aligned} \delta_m : \mathbb{R}^{MN} &\longrightarrow \mathbb{R}^{MN}, \\ (u_{m,n})_{1 \leq m,n \leq M,N} &\mapsto (u_{m+1,n} - u_{m,n})_{1 \leq m,n \leq M,N}, \end{aligned}$$

et

$$\begin{aligned} \delta_n : \mathbb{R}^{MN} &\longrightarrow \mathbb{R}^{MN}, \\ (u_{m,n})_{1 \leq m,n \leq M,N} &\mapsto (u_{m,n+1} - u_{m,n})_{1 \leq m,n \leq M,N}, \end{aligned}$$

Le terme **TV** n'étant pas différentiable, on le remplace dans la pratique par une autre approximation de la variation totale :

$$TV_\epsilon(u) = \sum_{m,n=1}^{M,N} \sqrt{(\delta_m u_{m,n})^2 + (\delta_n u_{m,n})^2 + \epsilon^2} \quad (4.43)$$

De plus, comme $p(u|v_k) \propto p(v_k|u) p(u)$ et que ces deux probabilités sont exprimées par des exponentielles, il est plus pratique de considérer le logarithme naturel de $p(u|v_k)$ comme le critère à minimiser. Finalement, l'estimateur du modèle s'écrit :

$$\hat{u}_{MAP} = \arg \min_{u \in U} J(u) \quad (4.44)$$

$$= \arg \min_{u \in U} \frac{\|v_k - M_0(u)\|^2}{2\sigma_b^2} + \lambda TV_\epsilon(u) \quad (4.45)$$

avec λ est le paramètre de régularisation.

Le premier terme est un terme de fidélité aux données $M_1(M_0(u), v)$ et le second est un terme de régularisation $M_2(u)$. Le poids relatif de ces deux termes est contrôlé par le paramètre λ : la contrainte imposée par le modèle augmente avec λ . Grâce à ce paramètre, il est possible d'ajuster l'image restaurée entre les deux extrêmes qui sont d'un côté, une image trop bruitée et de l'autre, une image trop régularisée (souvent trop lissée).

Optimisation du critère

Nous avons proposé plusieurs méthodes d'optimisation pour trouver le minimum du critère $J(u)$ qui définit l'estimée de l'objet original. Comme le critère est convexe, les méthodes de relaxation ou de descente du gradient sont suffisantes car elles ne risquent pas de converger vers un minimum local : il n'existe qu'un minimum global. C'est pourquoi nous avons choisi ici la méthode du gradient qui est simple à mettre en œuvre.

Mise en œuvre

On souhaite retrouver u le plus fidèlement possible, en lui associant le minimum du critère :

$$J(u) = \frac{\|v_k - M_0(u)\|^2}{2\sigma_b^2} + \lambda \text{TV}_\varepsilon(u) \quad (4.46)$$

où $J(u)$ est une fonction continue et convexe.

Pour minimiser J , on utilise l'algorithme de gradient et on obtient facilement que pour tout $u \in \mathbb{R}^{N^2}$:

$$\nabla J(u) = 2M_0^t \frac{(M_0(u) - v_k)}{\sigma_b^2} + \lambda \nabla \text{TV}_\varepsilon(u) \quad (4.47)$$

où M_0^t est l'opérateur adjoint de M_0 .

Le schéma général de l'algorithme du gradient est le suivant :

Algorithme du gradient.

Entrées : les entrées nécessaires au calcul de $v \in \mathbb{R}^{KMN}$

Sorties : une approximation d'un minimiseur de $J(u)$

Initialisation de $u_{m,n} \in \mathbb{R}^{MN}$

Tant que l'algorithme n'a pas convergé faire

Calculer $d_i = \nabla J(u) = \lambda \nabla TV_\varepsilon(u) + 2M_0^t \frac{(M_0 u - v)}{\sigma_b^2}$

Calculer un pas $t \geq 0$

$u_{i+1} \leftarrow u_i - t d_i$

Fin tant que

La méthode de restauration par minimisation de la variation totale (TV) permet de lisser les zones homogènes de l'image tout en préservant les discontinuités. C'est une méthode qui a été introduite dans les années 90 et qui est aujourd'hui largement utilisée pour régulariser les solutions de problèmes inverses en imagerie. Notamment utilisée récemment dans les travaux de Nicolas Lerne pour la restauration d'une image mosaïque [[48]]. Il a été montré que la position de l'illumination sur l'image a une influence sur la restauration de l'image.

4.5.3 Régularisation $L_1 L_2$ (RL1L2)

Afin d'améliorer la qualité de restauration, un troisième outil de restauration a été développé et prend en compte la présence simultanée des différents bruits du systèmes (bruit photonique, bruit du détecteur). Cet outil est également une méthode du maximum *a posteriori*. Nous l'appelons l'algorithme RL1L2. Ici, la régularisation quadratique que l'on avait avec la Variation Totale est remplacée par une régularisation quadratique-linéaire, ou $L_2 L_1$, qui est quadratique pour les faibles sauts et linéaires pour les forts sauts. Ainsi, la partie quadratique assure un bon lissage du bruit et la partie linéaire permet de conserver les bords francs de l'objet. Cette méthode est une méthode fréquemment appliquée pour les images fortement dégradées par la turbulence atmosphérique [Figure 4.3][[56], [57], [90]].

Expression du critère $J(u)$

L'expression du critère $J(u)$ utilisée ici, est décrite dans [[58]] et utilisée en imagerie optique à haute résolution en Astronomie. Elle combine la modélisation fine du bruit et la régularisation non quadratique.

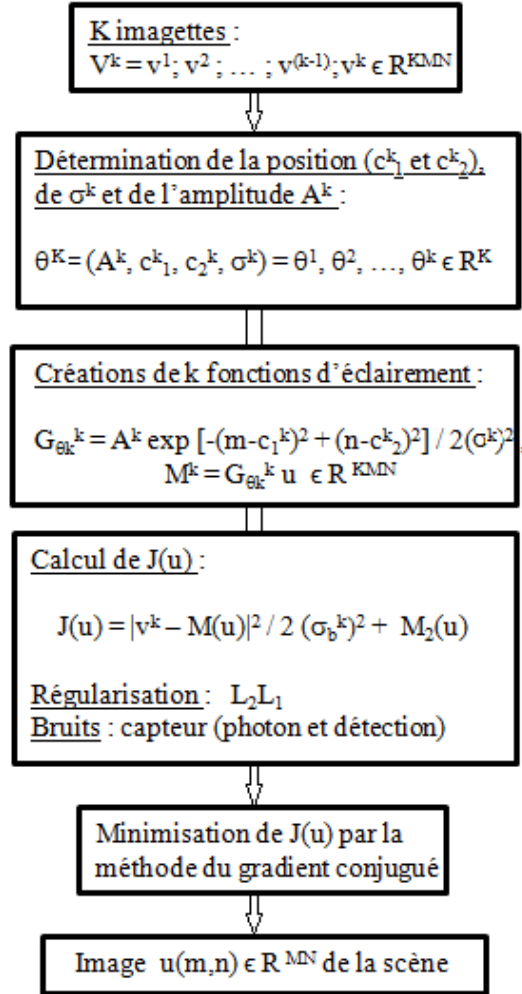


FIGURE 4.3 – Étapes de la méthode RL1L2 de reconstruction.

Le terme de fidélité aux données M_1 incorpore une modélisation fine du bruit prenant en compte à la fois le bruit de photons et le bruit électronique du système d'acquisition d'images. Ceci peut être réalisé en approximant le bruit de photons comme un bruit gaussien non stationnaire et aboutit à un critère M_1 du type moindres carrés pondérés (équation 4.13) plutôt qu'à un terme de moindres carrés ordinaires. La densité de probabilité $p(v_k|u)$ s'écrit alors :

$$p(v_k|u) \propto \exp \left\{ -\frac{\|v_k - M_0(u)\|^2}{2\sigma_b^2} \right\} \quad (4.48)$$

où $\sigma_b^2 = \sigma_{ph}^2 + \sigma_{det}^2$ est la somme des variances du bruit de photon et du bruit de détection. La variance du bruit de détection σ_{det}^2 et la variance du bruit de photons $\sigma_{ph}^2(m, n)$ sont estimées à partir de l'image acquise. σ_{det}^2 est estimée par :

$$\sigma_{det}^2 = \frac{\pi}{2} \left[< v(m, n) >_{((m,n); v(m,n) \leq 0)} \right]^2 \quad (4.49)$$

La variance du bruit de photons est estimée comme :

$$\sigma_{ph}^2(m, n) = \max [v(m, n), 0] \quad (4.50)$$

Cette estimation du bruit est assez précise pour les régions claires de l'image, où le bruit de photons domine. Sa faible précision dans les zones sombres de l'image est sans importance parce que, dans ces régions, la principale contribution à la variance du bruit est donnée par le détecteur. Le bruit de photon dépend du signal, si le signal est faible, σ_{photon} est faible.

La seconde loi est celle du modèle *a priori*. En résumant les choix détaillés précédemment, la loi *a priori* sur l'objet s'exprime ainsi :

$$p(u) \propto \exp \left\{ -\mu \delta \sum_{m,n} \phi(\nabla u(m, n)/\delta) \right\} \quad (4.51)$$

avec $\phi(x) = |x| - \ln(1 + |x|)$.

De plus, comme $p(u|v_k) \propto p(v_k|u)p(u)$ et que ces deux probabilités sont exprimées par des exponentielles, il est plus pratique de considérer le logarithme naturel de $p(u|v_k)$ comme le critère à minimiser. Finalement, l'estimateur de notre modèle s'écrit :

$$\hat{u} = \arg \min_{u \in U} J(u) \quad (4.52)$$

$$\text{avec } J(u) = \frac{\|v_k - M_0(u)\|^2}{2\sigma_b^2} + \mu \delta \sum_{m,n} \phi(\nabla u(m, n)/\delta) \quad (4.53)$$

Le premier terme est le terme de fidélité aux données et le second est le terme de régularisation qui traduit les connaissances *a priori* sur le modèle. Le poids relatif de ces deux termes est contrôlé par les paramètres μ et δ . Grâce aux paramètres μ et δ , il est possible d'ajuster l'image restaurée entre les deux extrêmes qui sont, d'un côté, une image trop bruitée et, de l'autre, une image trop régularisée.

Optimisation du critère

Nous avons minimisé la fonction 4.53 avec la méthode du gradient conjugué. Cette dernière est une méthode assez rapide qui ne nécessite pas de calculer la matrice Hessienne. Comme le critère est convexe, cette méthode est applicable.

Mise en œuvre

Pour minimiser $J(u)$ avec l'algorithme de gradient conjugué, le schéma général de la méthode est le suivant :

Algorithme du gradient conjugué.

Entrées : les entrées nécessaires au calcul : $v \in \mathbb{R}^{KMN}$

Sorties : une approximation d'un minimiseur de $J(u)$

Initialisation de $u_{m,n} \in \mathbb{R}^{MN}$

Initialisation de la direction de descente $d_0 = -\nabla J(u)$

Initialisation du résidu $r_0 = \|\nabla J(u)\|^2$

Tant que l'algorithme n'a pas convergé faire

 Calculer le pas optimal t de descente t_i

$u_{i+1} \leftarrow u_i + t_i d_i$

 Calculer le nouveau résidu $r_{i+1} = \frac{\|\nabla J(u)\|^2}{r_i^{-1}}$

 Calculer la nouvelle direction $d_{i+1} = -\nabla J(u) + r_{i+1} d_i$

Fin tant que

4.6 Résultats obtenus sur des images simulées

Nous avons testé les trois méthodes de restauration présentées dans 4.4. Pour chaque image testée, nous avons fait varier deux paramètres physiques qui nous paraissent être les plus limitants dans la restauration de la scène totale : le niveau de bruit et le recouvrement total ou partiel de la scène par les imageries, qui se traduit par la divergence du faisceau laser d'illumination et la distance entre chaque tir laser (distance entre les scans).

Il s'agit ici d'évaluer les performances de ces trois méthodes vis à vis de la reconstruction de la scène totale à partir d'un ensemble d'imageries. A ce stade, nous n'évaluons pas le système IFLM. De plus la turbulence atmosphérique n'est pas prise en compte ici. Dans ce cas très favorable, l'image originale est connue. L'image brute est alors obtenue en lui appliquant les dégradations décrites par le modèle (éq. 4.2) avec une taille de l'illumination et un bruit choisis au préalable.

Par la suite, les algorithmes sont testés à partir d'imageries acquises par le modèle direct en présence de turbulence atmosphérique et les performances d'un système d'IFLM sont appréciées.

4.6.1 Taille de l'illumination laser

L'image de départ et le modèle utilisé pour dégrader ces images sont connus. On définit le critère **PSNR** (Peak Signal-to-Noise Ratio) pour deux images im_1 et im_2 de taille $M \times N$, par [23] :

$$PSNR = 10 \log_{10} \left(\frac{255^2}{MSE} \right), \quad (4.54)$$

où le **MSE** (Mean Square Error) est défini par :

$$MSE = \frac{\sum_m \sum_n [im_1(m, n) - im_2(m, n)]^2}{M \times N} \quad (4.55)$$

et où M et N sont respectivement le nombre de colonnes et le nombre de lignes dans l'image respectivement.

Le **PSNR** étant un critère objectif de quantification d'amélioration qui ne correspond pas tout à fait aux critères visuels de l'oeil humain, nous essaierons de donner également des appréciations subjectives de qualité visuelle.

Calcul sur une image unique 256×256 144 imagerie	Temps moyen observé
Algorithme RMax	1 min
Algorithme RTV	
$\sigma_k = 20$	3 min
$\sigma_k = 12$	7 min
$\sigma_k = 9$	8 min
$\sigma_k = 6$	10 min
Algorithme RL1L2	
$\sigma_k = 20$	2 min
$\sigma_k = 12$	4 min
$\sigma_k = 9$	5 min
$\sigma_k = 6$	7 min

TABLE 4.2 – Temps de calcul sur une unique image restaurée.

Toutes les simulations ont été réalisées avec le logiciel MATLAB. La Table 4.2 récapitule les temps de calcul. La méthode RTV est la méthode qui converge le moins rapidement vers la solution et RMax reste la méthode de reconstruction la plus rapide.













Cas	$\sigma_k = 20$	$\sigma_k = 12$	$\sigma_k = 9$	$\sigma_k = 6$
Algo. RMax	 <i>PSNR = 20,61dB</i>	 <i>PSNR = 15,12dB</i>	 <i>PSNR = 10,60dB</i>	 <i>PSNR = 5,59dB</i>
Algo. RTV	 <i>PSNR = 21,40dB</i>	 <i>PSNR = 17,30dB</i>	 <i>PSNR = 17,20dB</i>	 <i>PSNR = 7,80dB</i>
Algo. RL1L2	 <i>PSNR = 42,13dB</i>	 <i>PSNR = 30,22dB</i>	 <i>PSNR = 20,20dB</i>	 <i>PSNR = 16,13dB</i>

TABLE 4.3 – Résultats de restauration obtenus à partir de 144 imageries simulées pour différentes taille d’illumination laser ($\sigma = 20, 12, 9$ et 6 pixels à $(1/e)^2$ du maximum de l’illumination). Images avec $\sigma_b = 0$.

Les résultats de restauration avec 144 imageries sont présentés Table 4.3. De haut en bas : les reconstructions par RMax (valeurs maximales sur l’ensemble des imageries) avec $\varepsilon = 300$ et $\lambda = 1,2$, les restaurations par minimisation de la variation totale (RTV) et les restaurations par l’algorithme RL1L2 avec $\mu = 10$ et $\delta = 3$. Pour chaque algorithme, la taille de l’illumination laser varie ($\sigma_k = 6, 9, 12$ et 20 pixels). Comme l’illumination peut varier suivant les réglages choisis sur l’IFLM, nous présentons quatre cas comparables. Un cas beaucoup plus défavorable ($\sigma_k = 6$ pixels) est illustré pour tester les limites des différentes méthodes.

Nous constatons :

- **Dans le cas d’une reconstruction par RMax** : plus σ_k est grand, moins on a d’effets de dômes sur l’image finale reconstruite et donc plus l’image favorise la visualisation de l’utilisateur. La valeur de **PSNR** augmente avec σ_k .
- **Dans le cas de l’algorithme RTV** : les images restaurées sont très proches de l’originale lorsque σ_k est supérieur à 20 pixels. Les effets de dôme sont parfaitement corrigés. Lorsque que σ_k est petit (\leq à 6 pixels),

l'algorithme RTV lisse certaines parties de l'image. On distingue des objets dans l'image qui n'apparaissent pas avec l'algorithme RMax. Les valeurs de **PSNR** croient avec σ_k .

- **Dans le cas de l'algorithme RL1L2** : les images restaurées sont également très proches de l'originale. Les effets de dômes sont supprimés. Les valeurs de PSNR augmentent avec le σ_k et sont plus élevées que les valeurs obtenues avec l'algorithme RMax et RVT.

La reconstruction RMax est une bonne approche à condition d'avoir des illuminations rapprochées. Dès que le balayage est espacé, l'image reconstruite devient visuellement inconfortable pour l'utilisateur avec de effets prononcés de dôme sur l'image.

L'algorithme RTV lisse parfaitement les effets de dôme sur l'image. Ce lissage est très performant dans les zones homogènes. Dans les zones de transitions, il fait chuter le contraste de l'image.

L'algorithme RL1L2 donne des transitions plus nettes des objets dans l'image comparées à celles obtenues avec l'algorithme RTV. Le contraste est plus stable.

4.6.2 Niveaux de bruit

La Table 4.4 donne les résultats de la restauration de la scène, à partir de 114 imageries. De haut en bas : l'image bruitée, la reconstruction RMax, la restauration par l'algorithme RTV avec $\varepsilon = 10$ et $\lambda = 1$ et la restauration par l'algorithme RL1L2 avec $\mu = 0,1$ et $\delta = 0,01$. Pour chaque algorithme, nous avons fait varier le niveau du bruit (bruit blanc gaussien : $\sigma_b = 0,05, 0,1, 0,2$ et $0,4$). La taille de l'illumination de chaque imagerie est fixée à $\sigma_k = 12$ pixels (à $1/e^2$ du maximum de l'illumination).

Nous constatons que :

- **Dans le cas d'une reconstruction par RMax** : la restauration ajoute du bruit à l'image de la scène. Sa valeur du PSNR est plus faible que celle correspondant à l'image initiale auquel on a ajouté un bruit additif. A faible bruit ($\sigma_b = 0,05$), l'image mosaïque est visuellement moins confortable que l'image initiale bruitée. Cela est dû essentiellement aux effets de dômes qui dominent. Alors que lorsque le niveau de bruit est plus élevé ($\sigma_b = 0,4$), la reconstruction RMax devient favorable à la vision par rapport à l'image initiale bruitée (en terme de **PSNR**).
- **Dans le cas de l'algorithme RTV** : les images restaurées sont fortement lissées par l'algorithme au détriment de certains objets dans la scène. Nous observons une modification des niveaux de gris aux transitions et dans des zones homogènes. Les effets de dômes et le bruit sont cependant éliminés.
- **Dans le cas de l'algorithme RL1L2** : les effets de dômes sont éliminés. L'image favorise la vision de l'utilisateur car l'algorithme a restauré certains objets dans l'image. Les valeurs de PSNR diminuent lorsque l'on augmente le niveau du bruit. Pour $\sigma_b \leq 0,05$, l'algorithme RL1L2 a corrigé le bruit ajouté. La restauration semble mieux préserver les contrastes dans l'image. De plus, la texture dans l'image est conservée.





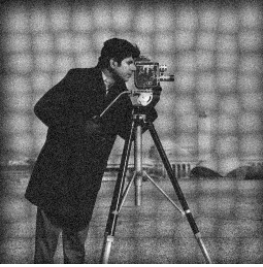











Cas	$\sigma_b = 0,05$	$\sigma_b = 0,1$	$\sigma_b = 0,2$	$\sigma_b = 0,4$
Image bruitée	 <i>PSNR = 21,27dB</i>	 <i>PSNR = 17,51dB</i>	 <i>PSNR = 14,75dB</i>	 <i>PSNR = 13,34dB</i>
Algo. RMax	 <i>PSNR = 18,10dB</i>	 <i>PSNR = 15,93dB</i>	 <i>PSNR = 14,20dB</i>	 <i>PSNR = 14,20dB</i>
Algo. RTV	 <i>PSNR = 20,07dB</i>	 <i>PSNR = 18,79dB</i>	 <i>PSNR = 18,84dB</i>	 <i>PSNR = 18,48dB</i>
Algo. RL1L2	 <i>PSNR = 35,70dB</i>	 <i>PSNR = 31,47dB</i>	 <i>PSNR = 25,07dB</i>	 <i>PSNR = 20,10dB</i>

TABLE 4.4 – Résultats de restauration obtenus à partir de 144 imagerie dégradées ($\sigma_b = 0,05, 0,1, 0,2$ et $0,4$) simulées. La taille de l'illumination laser d'une imagerie est de $\sigma_k = 12$ pixels (à $1/e^2$ du maximum de l'illumination).

4.7 Résultats obtenus sur des images réelles

Nous avons testé les algorithmes de restauration sur un ensemble d'images acquises expérimentalement à l'aide d'un imageur flash laser (mesures prises le 25 juin 2013 sur la zone d'essais laser de l'Onera à Mauzac). La cible est placée à 600 m de l'imageur, la présence d'effets de turbulence sur les 50 images acquises reste faible ($\approx C_n^2 = 1.10^{-16} m^{-2/3}$).

Les résultats de la restauration sont présentés Table 4.5. Dans les cas 1 et 4, le balayage est fait en ligne alors que dans les cas 2 et 3, le balayage est circulaire. Pour chaque cas, les effets de dômes et le bruit sont éliminés par les deux algorithmes de restauration (RTV et RL1L2). Nous obtenons des résultats similaires. LE PSNR ne peut pas être calculé ici car l'image de départ n'est pas connue. Nous observons simplement que RMax ne nous permet pas voir les zones entre deux illuminations laser alors que les restaurations RTV et RL1L1 apportent de l'information dans l'image.

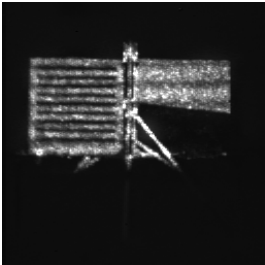
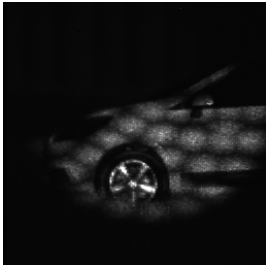
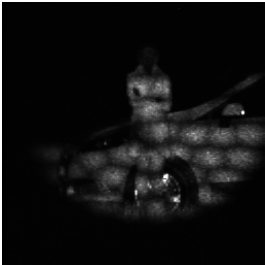
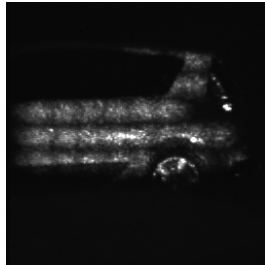
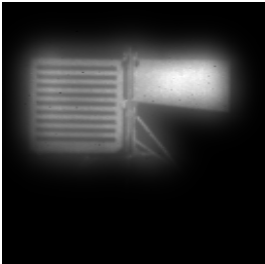

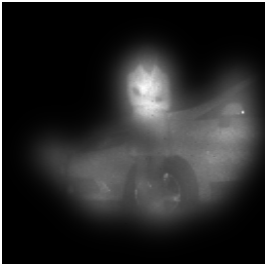
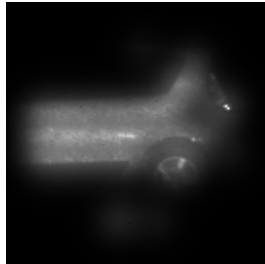
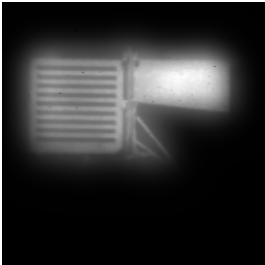

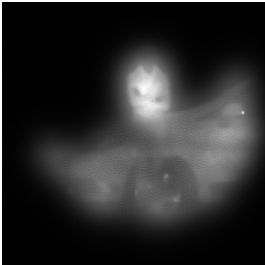
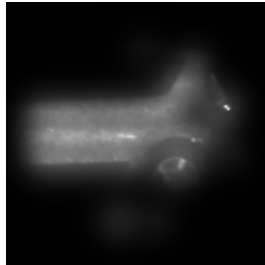
Cas	1	2	3	4
Algo. RMax				
Algo. RTV				
Algo. RL1L2				

TABLE 4.5 – Résultats de restauration obtenus à partir d'images acquises par un système IFL (mesures prises le 25 juin 2013 sur la zone d'essais laser de l'ONERA à Mauzac). La divergence du faisceau laser est de 0,8 mrad et la distance source cible est de 600 m. Pour différents balayages, de haut en bas : résultat de RMax sur un balayage rectiligne et circulaire; résultat de RTV sur un balayage rectiligne et circulaire; et résultat de RL1L2 sur un balayage rectiligne et circulaire.

4.8 Conclusion sur les méthodes de restauration testées

Les premiers travaux de la thèse ont été consacrés à la mise en œuvre d’un outil numérique de restauration d’images mosaïques à partir de K imagerie acquises. Un premier outil propose de reconstruire une image mosaïque en prenant pour chaque valeur du pixel, la valeur maximale sur l’ensemble des imagerie. C’est la méthode la plus rapide mais qui ne corrige pas les effets de dôme sur l’image.

Un deuxième outil de restauration RTV est une méthode dite méthode du *maximum de a posteriori*, où le critère d’attache aux données correspond à un bruit blanc gaussien stationnaire. Le code estime les caractéristiques (position, dimension, amplitude) du dôme d’éclairement de chaque imagerie. Une optimisation avec régularisation par variation totale combine ensuite les informations des différentes imagerie afin de restaurer une image plein format exempte de variations d’éclairement. C’est une méthode assez lente, qui corrige parfaitement les effets de dôme dans les zones homogènes de l’image mais qui lisse les zones de transitions de l’image.

Un troisième outil de restauration RL1L2 consiste à remplacer le terme de régulation quadratique (**TV**) par un terme de régulation quadratique-linéaire approprié pour les cas de notre étude. Une modélisation de la présence simultanée des différents bruits statistiques du système est ajoutée en considérant que le terme d’attache aux données correspond, dans une interprétation probabiliste, à une hypothèse de bruit gaussien non stationnaire. C’est une méthode qui élimine également les effets de dôme sur l’image et qui par contre préserve les contrastes et les texture de l’image.

Dans la suite du manuscrit, nous faisons le choix de garder l’algorithme RMax et l’algorithme RL1L2 pour l’étude physique du système IFLM. L’algorithme RMax permet d’avoir une reconstruction très rapide et facile à mettre en œuvre, et l’algorithme RL1L1 permet d’avoir une reconstruction avec correction des effets de dôme et un contraste stable.

Chapitre 5

Évaluation physique de l'imagerie flash laser mosaïque : comparaison avec un imageur flash laser conventionnel

Contents

5.1	Critères classiques d'évaluation qualité image	122
5.1.1	Rapport signal sur bruit	122
5.1.2	Contraste	123
5.1.3	Critères de Johnson	124
5.2	Évaluation physique d'une illumination de la scène par mosaïquage sur une mire sept paires de lignes	126
5.2.1	Démarche	126
5.2.2	Variation de l'écart entre les scans	127
5.2.3	Influence du bruit de lecture	145
5.2.4	Influence du bruit de photons	156
5.3	Évaluation de RSB et du contraste de l'IFLM en comparaison avec IFL	168
5.3.1	Définition du cas de référence	168
5.3.2	Étude du RSB sur une mire uniforme	171
5.3.3	Étude du contraste sur une mire sept paires de lignes	180
5.4	Mise en œuvre d'un imageur IFLM : choix des composants	190
5.4.1	Caractéristiques typiques d'un IFL	190
5.4.2	Analyse des besoins : choix des composants du système futur	193
5.4.3	Présentation détaillée des solutions retenues	193
5.4.4	Conclusion sur l'étude	197

L'IFLM a été proposée pour améliorer la portée des IFL classiques. La portée est définie comme la distance au-delà de laquelle les performances requises ne sont plus atteintes. Elles dépendent d'un grand nombre de paramètres, tels que les caractéristiques géométriques et photométriques de l'objet et les propriétés optiques de l'atmosphère (transmission, diffusion, turbulence). Une procédure souvent utilisée pour évaluer les performances d'un système optronique consiste à remplacer l'objet à observer par une mire dite « équivalente ». Basée sur des normes, la chute de contraste des images renseigne sur la portée réelle du système dans les conditions d'emploi. Certains facteurs de mérite et critères de qualité d'image peuvent également être construits pour quantifier ces performances (calcul du rapport signal sur bruit, critère de Johnson, ...) [[49],[79]].

Après avoir décrit les critères de qualité image et identifié les mires dite « équivalente » à l'objet (§5.1), nous donnons les différents scénarios que nous avons simulés. Ainsi, nous avons étudié l'influence des bruits capteur et

du niveau de turbulence sur la portée, en comparant les images simulées équivalentes à un IFLM avec celles de l'IFL conventionnel (§5.3) sur la base de ces critères de qualité d'image. Puis, une analyse des résultats a été faite. Les bruits capteur considérés ici sont le bruit de lecture et le bruit de photons. Ces derniers sont étudiés séparément.

5.1 Critères classiques d'évaluation qualité image

Différents critères de qualité d'image sont utilisés pour quantifier les performances d'un imageur flash laser. Le premier critère est le Rapport Signal sur Bruit (**RSB**) ou encore SNR en anglais (Signal to Noise Ratio). Il permet de déterminer le niveau minimum de signal nécessaire pour assurer la performance du système. Un second critère est le niveau de contraste qui permet d'évaluer la chute de la fonction de transfert du système à la fréquence de la mire (exprimée en nombre de barres par mire par exemple).

5.1.1 Rapport signal sur bruit

Comme nous l'avons déjà vu, la lumière de l'impulsion laser diffusée par un objet constitue un signal sur chaque pixel de la matrice CCD. Le bruit de photons sur chaque pixel suit une loi de Poisson, son écart type est égal à la racine carré du nombre d'électrons créés par l'ensemble des événements de photo-détection. A ce bruit il convient de rajouter le bruit de lecture du capteur (σ_{lec}^2) et un bruit que nous supposons blanc et gaussien lié à la non uniformité de l'illumination de l'objet du fait de la propagation aller à travers la turbulence. Il s'exprime en fonction du taux de scintillation σ_{scint}^2 et vaut $4\sigma_{\chi}^2 < N_{signal}^2 >$. Les hypothèses de ce calcul sont justifiées par le fait que :

- le speckle de cible est négligé ($\lambda/D \ll$ taille angulaire du pixel).
- la scintillation présente dans le « pattern » d'illumination n'est pas moyennée par le pixel ($\sqrt{\frac{\lambda}{L}} \gg$ taille angulaire pixel).

Le Rapport Signal à Bruit moyen sur un objet uniforme blanc est alors donné par l'équation suivante :

$$< RSB > = \frac{< N_{signal} >}{\sqrt{< N_{signal} > + \sigma_{lec}^2 + 4 \sigma_{scint}^2 < N_{signal}^2 >}} \quad (5.1)$$

où $< N_{signal} >$ est le nombre moyen d'électrons créés par photo-détection sur l'ensemble des pixels illuminés. σ_{lec}^2 et σ_{scint}^2 sont respectivement les variances correspondant au bruit de lecture et au bruit de scintillation induit par la turbulence atmosphérique. σ_{scint}^2 dépend de la distance source/objet et du niveau de turbulence. Sa valeur est donnée figure 5.1 par $\sigma_{scint}^2 = 0,124 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ dans le cas d'une onde sphérique et une propagation horizontale.

Pour calculer le RSB sur les images simulées I , nous avons considéré des mires uniformes, comme « signal erreur » la racine carré de la variance de l'image simulée et nous avons appliqué la formule :

$$RSB = \frac{< I >}{\sqrt{\sigma_I^2}} \quad (5.2)$$

où $< I >$ représente la valeur moyenne de l'image et $\sigma_I^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (I_i - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n I_i)^2$ est la variance de l'image.

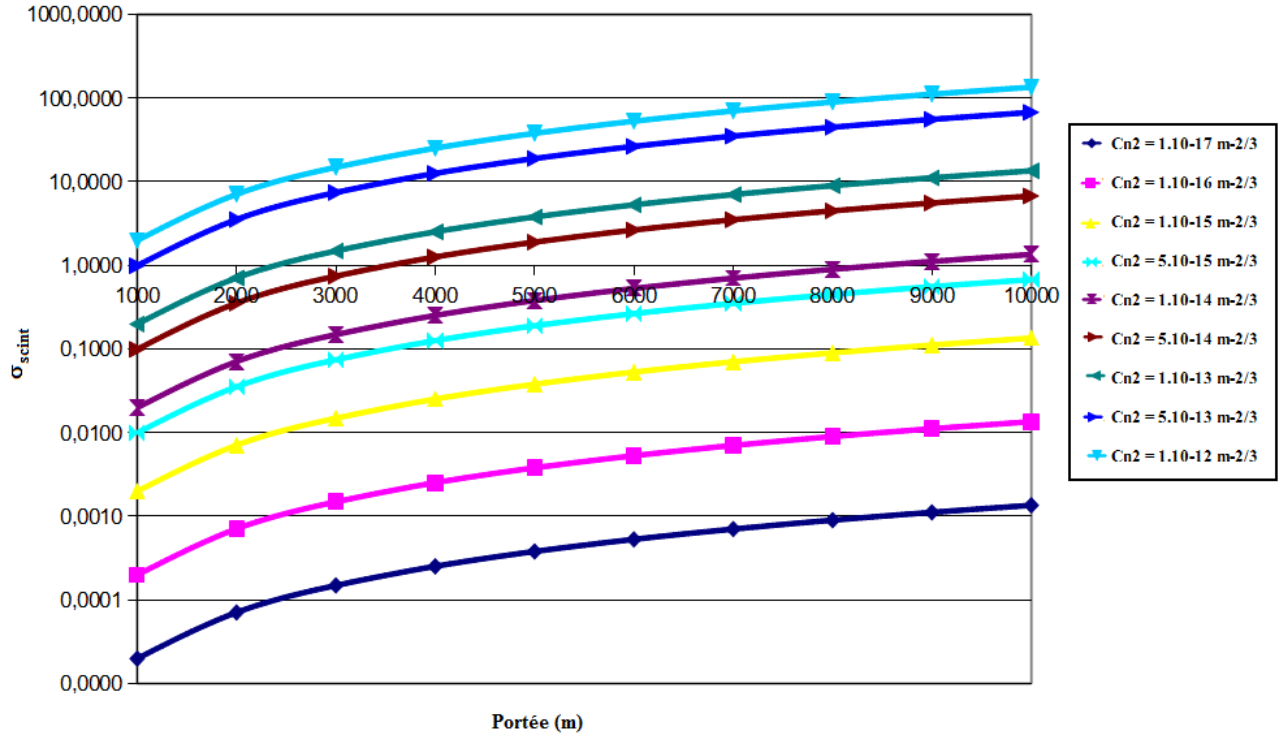


FIGURE 5.1 – σ_{χ}^2 en fonction de la distance de propagation du faisceau laser et du niveau de turbulence

5.1.2 Contraste

La Fonction de Transfert de Modulation (**FTM**) permet de déterminer la résolution spatiale d'un détecteur. Elle exprime l'évolution du contraste de l'image obtenue en fonction de la fréquence spatiale de l'image. Pour cela, on utilise des mires à barres sombres et claires (appréciation du contraste) plus ou moins espacées (appréciation de la résolution spatiale). Aux basses fréquences spatiales, les barres sont larges et espacées, tandis qu'aux hautes fréquences, les barres sont fines et rapprochées. Le fait d'utiliser des lignes à profil rectangulaire conduit à la Fonction de Transfert de Contraste (**FTC**). Le passage de la FTC à la FTM se fait par un calcul de combinaison linéaire de **FTC**, tel que [[19], [62]] :

$$FTM(f) = \frac{\pi}{4} \left[FTC(f) + \frac{1}{3}FTC(3f) - \frac{1}{5}FTC(5f) \dots \right] = \frac{\text{Contraste de l'image de la mire}}{\text{Contraste de la mire}} \quad (5.3)$$

sachant que le contraste est défini par la formule suivante (i.e. contraste de Michelson)[[63]] :

$$c = \frac{\langle I_{max} \rangle - \langle I_{min} \rangle}{\langle I_{max} \rangle + \langle I_{min} \rangle} \quad (5.4)$$

Où $\langle I_{max} \rangle$ et $\langle I_{min} \rangle$ sont respectivement les niveaux de gris maximum et minimum moyens de l'image considérée. Toutes les valeurs de contraste sont chiffrées entre 0 et 1 (ou entre 1 et 100 %).

La FTM exprime donc le rapport des contrastes de l'objet et de l'image à la fréquence spatiale considérée, c'est à dire qu'elle rend compte de la capacité du système à restituer le contraste d'un objet à une résolution (fréquence spatiale) donnée [[44]]. Quand la fréquence est faible, le système retransmet bien l'information de contraste donc la

FTM est proche de 1. Le contraste diminue fortement quand la fréquence augmente et pour les fréquences élevées (qui peuvent correspondre aux détails les plus fins d'un objet), le système devient incapable de séparer les lignes de la mire. L'image est alors uniformément grise, sans aucun détail. La limite de résolution ultime de l'instrument est atteinte.

Le contraste est calculé entre chaque zone de transition (chaque paire de barres). La valeur du contraste entre chaque transition est obtenue à l'aide de l'équation (5.4) avec I_{max} et I_{min} , les valeurs moyennes des pixels de la ligne verticale, d'une barre claire et d'une barre sombre respectivement. Le résultat nous informe sur l'apport d'un système optronique : nous cherchons à obtenir le plus fort contraste possible.

5.1.3 Critères de Johnson

Définition

Pour savoir quand un objet est vu par le système, les critères dits de Johnson sont également utilisés. John Johnson, scientifique de la direction Vision nocturne & capteurs électroniques, a fixé des critères de définition pour la portée réelle des caméras. Bien que conçus à l'origine pour l'armée, ces critères sont également utilisés dans le domaine commercial pour caractériser les systèmes de vision [[49]].

D'après John Johnson, il faut distinguer plusieurs degrés de vision de l'objet :

- **La détection** : Pour détecter la présence d'un objet, sa dimension critique doit être couverte par au moins 1,5 pixels. Exprimé dans l'unité de résolution de Johnson et pour une matrice à plan focal, cela correspond à 0,75 cycle (paires de barres min./max.).
- **La reconnaissance** : C'est la vision du type de l'objet. Cela signifie qu'il est possible de distinguer s'il s'agit d'une personne, d'une voiture, d'un camion ou de tout autre objet. Pour être reconnu, un objet doit être couvert par au moins 6 pixels dans sa dimension critique soit 3 cycles.
- **L'identification** : on doit être capable de préciser le type de voiture. Ce terme est souvent utilisé dans son sens militaire afin de savoir si une cible repérée est « amie ou ennemie ». Pour cela, la dimension critique de l'objet doit être couverte par au moins 12 pixels soit 6 cycles.

Ainsi, Johnson a déterminé empiriquement une loi donnant le nombre de cycles nécessaires pour obtenir un niveau de discrimination avec une probabilité donnée [Figure 5.2] :

Probabilité	Détection	Reconnaissance	identification
50 %	1	3	6
75 %	1	4	7
95 %	2	6	12

TABLE 5.1 – Nombre de cycles (paires de barres min./max.) pour des mires équivalentes à un objet - Critère de Johnson.

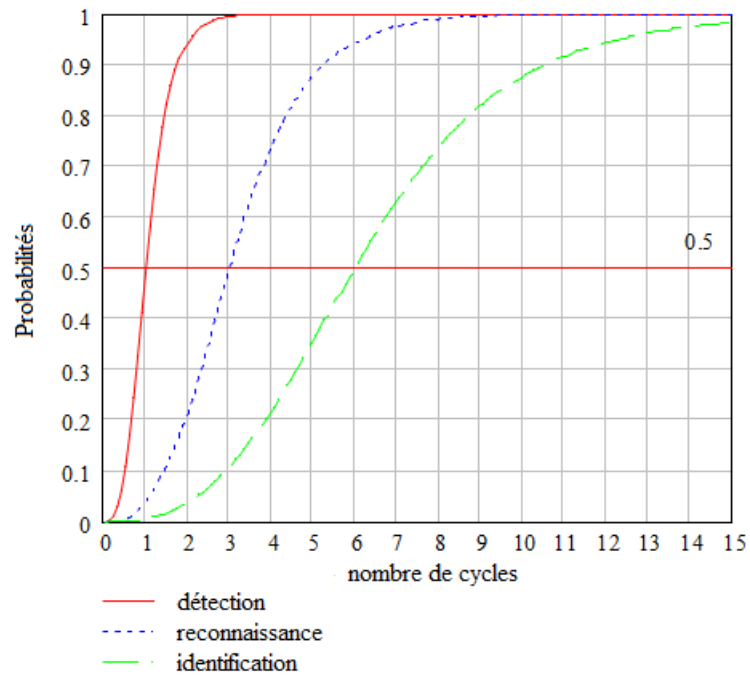


FIGURE 5.2 – Probabilité de détection en fonction du nombre de cycles.

Mires équivalentes à un objet

Ainsi l'objet et son fond avoisinant sont représentés par une mire constituée de barres alternées de réflectances extrêmes (minimum et maximum) et parallèles à sa longueur [Figure 5.3].

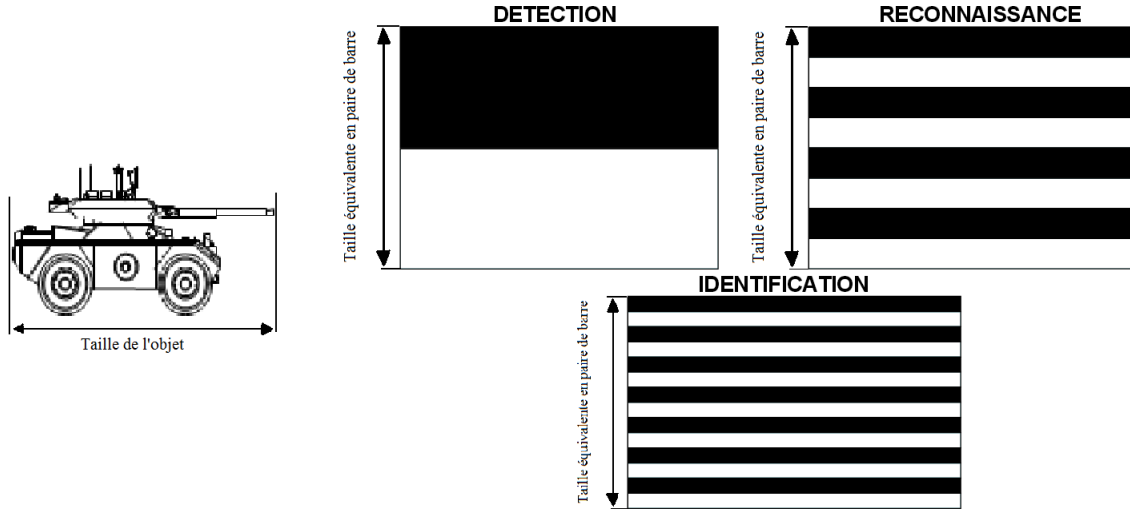


FIGURE 5.3 – Mires équivalentes à un objet pour une probabilité de discrimination de 75 % : La détection (1 paires de barres min./max.), la reconnaissance (4 paires de barres min./max.), l'identification (7 paires de barres min./max.).

5.2 Évaluation physique d'une illumination de la scène par mosaïquage sur une mire sept paires de lignes

5.2.1 Démarche

L'objectif ici est d'évaluer l'écart maximum entre les scans d'une IFLM ainsi que l'influence des bruits capteur sur un tel système, en comparaison avec l'IFL.

Pour cela nous avons considéré comme scène, une mire à barre de 70×70 pixels, composée de 14 barres de 5 pixels de large [Table 5.2]. Sa réflectance est de 0,3 pour les barres sombres et de 0,5 pour les barres claires, ce qui donne un contraste moyen des transitions de $\left(\langle c \rangle = \frac{\langle I_{max} \rangle - \langle I_{min} \rangle}{\langle I_{max} \rangle + \langle I_{min} \rangle} = \frac{0,5 - 0,3}{0,5 + 0,3} = 0,25 \right)$.

Le spot laser est un faisceau gaussien de rayon σ_i . Ce rayon correspond à la distance au centre de l'axe du faisceau où l'amplitude du champ électrique est multipliée par $1/e$, ce qui correspond à une multiplication de l'intensité par $(1/e)^2$ $\left(I(\rho) = e^{-2\rho^2/\sigma_i^2} \right)$. Il est égal à 8 pixels dans le cas de l'IFLM et 35 pixels dans le cas de l'IFL.

Ainsi, la k ième imagerie est obtenue par multiplication de la mire avec le k ième spot laser et l'image globale sera acquise après restauration des k imageries (algorithmes RMax et RL1L2, chapitre 4). Les effets de la turbulence atmosphérique et du speckle ne sont pas pris en compte ici et le détecteur est supposé parfait. Une première évaluation est d'abord faite sans considérer les bruits du capteur, puis ces derniers sont pris en compte afin d'évaluer leur influence sur la mesure.

L'image de la mire est présentée Table 5.2 : les colonnes 1, 2 et 3 représentées par un trait jaune sur l'image sont les colonnes citées dans la suite du manuscrit et sur lesquelles les calculs du contraste sont faits.

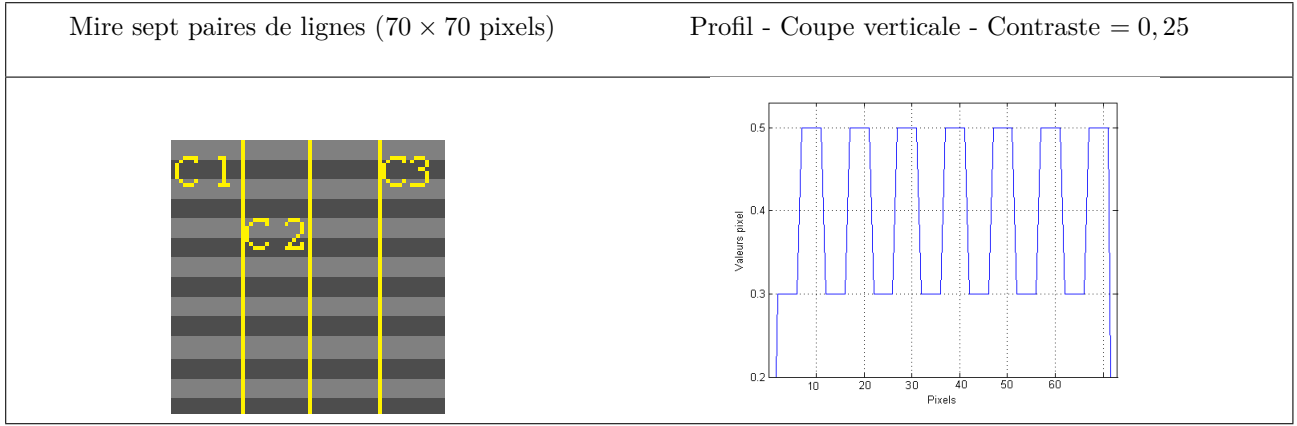


TABLE 5.2 – Image mire sept paires de lignes de taille 70×70 pixels et de contraste 0,25 ($I_{max} = 0,5$ et $I_{min} = 0,3$).

Enfin, le contraste [Eq. 5.4] est étudié sur trois coupes verticales de l'image (les colonnes jaunes 1, 2 et 3, Table 5.2) et pour chaque coupe, sur chaque paire de lignes (7 bandes). La bande n°1 sur l'image correspond à la première paire de ligne en bas de la mire. Puis la bande n°2 correspond à la deuxième paire de ligne en partant toujours du bas de la mire, etc... I_{max} est égale à la valeur moyenne des 5 valeurs de la barre claire sur le profil et I_{min} correspond à la valeur moyenne des 5 valeurs qui recouvre la barre sombre.

5.2.2 Variation de l'écart entre les scans

Nous étudions l'illumination mosaïque dans les cas suivant :

1. L'écart centre à centre entre les scans est de 18 [Fig. 5.4].
2. L'écart entre les scans est de 15 pixels ce qui correspond à une distance d de deux fois la largeur à $(1/e)^2$ en intensité de l'illumination.
3. L'écart entre les scans est de 11 pixels.
4. L'écart entre les scans est de 8 pixels ce qui correspond à une distance d égale à la demi-largeur à $(1/e)^2$ en intensité de la gaussienne d'illumination.
5. L'écart entre les scans est de 3 pixels.

Dans chaque cas, les résultats sont comparés aux résultats d'une illumination plein champ obtenue avec un IFL (typ. $\sigma_i = 35$ pixels, éclairement $(1/e)^2$ au bord de mire).

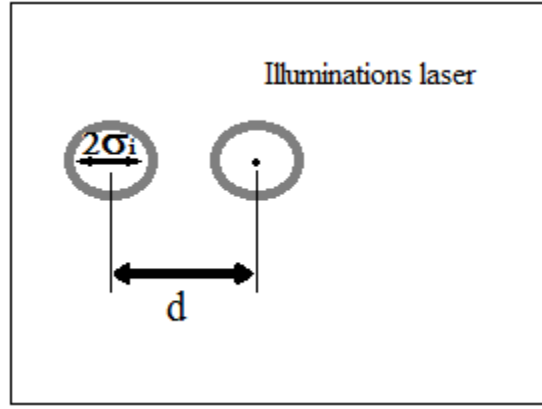


FIGURE 5.4 – Schéma de la disposition des illuminations laser du système IFLM

Résultats du cas 1 : distance entre scan de 18 pixels :

La Table 5.3 présente les images obtenues dans le cas d'un IFL avant restauration, et après restauration avec l'algorithme RL1L2 (Chapitre 4), d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (RMax, Chapitre 4) et d'un IFLM après restauration avec l'algorithme RL1L2. Dans le cas d'une illumination mosaïque, l'écart entre les scans est ici de 18 pixels. Les profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés pour les quatre résultats. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels a également été ajouté (Fig. 5.5). Enfin, la Table 5.4 donne les valeurs du contraste calculées.

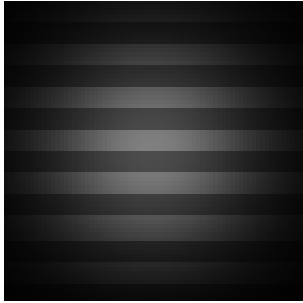
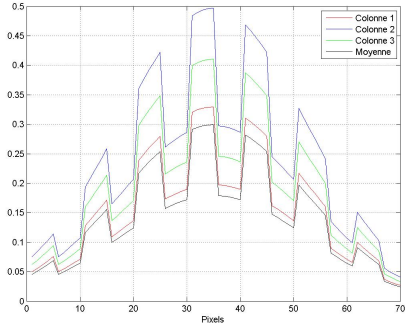
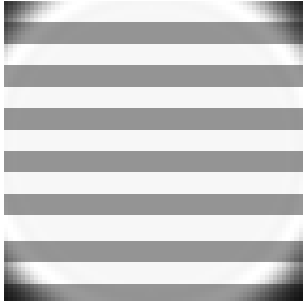
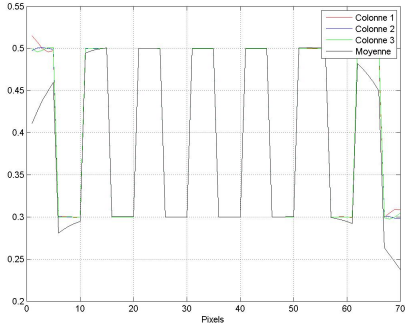
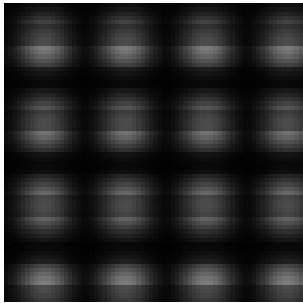
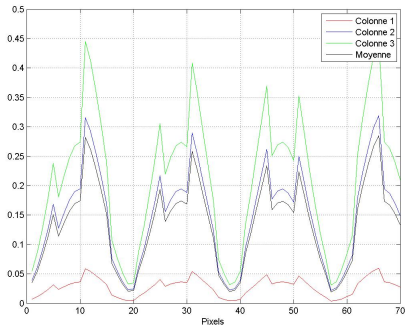
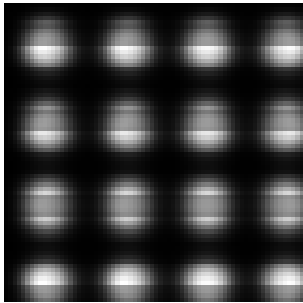
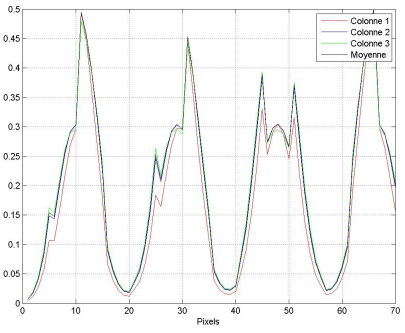
IFL		
IFL reconst. (Algo. RL1L2)		
IFLM (Algo. RMax)		
IFLM reconst. (Algo. RL1L2)		

TABLE 5.3 – A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, l'image IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels et le pas entre chaque illumination = 18 pixels), et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

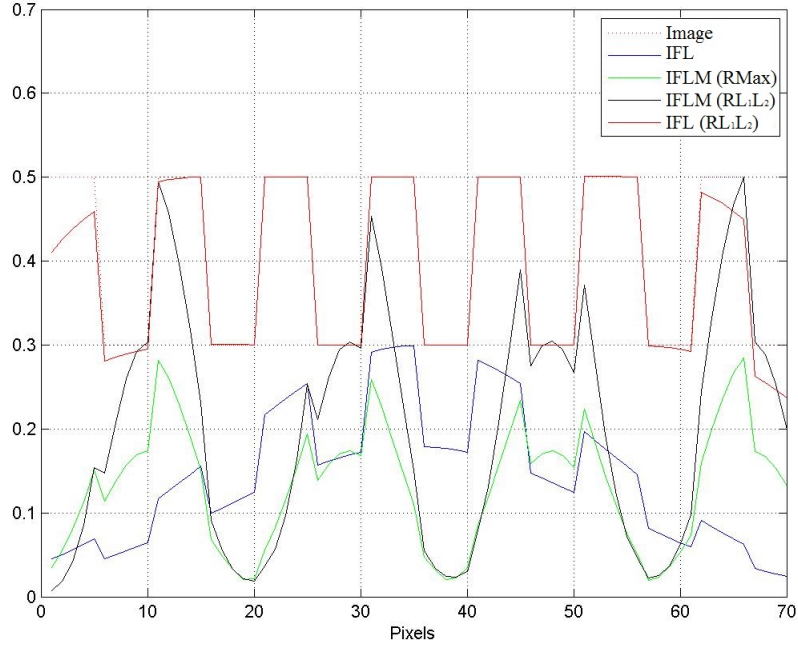


FIGURE 5.5 – Coupes moyennes des images de la Table 5.3 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 18 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2.

Cas IFL N° de bande	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,00	0,09	0,20	0,24	0,30	0,41	0,50
Colonne 2	0,03	0,13	0,16	0,25	0,33	0,38	0,43
Colonne 3	0,00	0,08	0,18	0,23	0,27	0,38	0,54
Moyenne	0,00	0,06	0,15	0,26	0,29	0,4	0,5

Cas IFL reconst. N° de bande	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
Colonne 2	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
Colonne 3	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
Moyenne	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25

Cas IFLM Pas (pixels) N° de bande	18						
	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,09	0,67	0,00	0,50	0,08	0,50	0,33
Colonne 2	0,20	0,64	0,22	0,76	0,08	0,47	0,13
Colonne 3	0,20	0,57	0,21	0,65	0,17	0,65	0,17
Moyenne	0,20	0,64	0,22	0,76	0,08	0,47	0,13

Cas IFLM reconst. Pas N° de bande	18						
	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	−0,6	0,66	0,41	0,82	0,22	0,53	0,14
Colonne 2	−0,50	0,66	0,29	0,79	0,10	0,64	0,09
Colonne 3	−0,50	0,66	0,29	0,79	0,10	0,64	0,09
Moyenne	−0,50	0,66	0,29	0,79	0,10	0,64	0,09

TABLE 5.4 – Contrastes calculés sur chaque paire de barres des images Table 5.3 à l’aide de l’équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.39 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l’image. Ici, l’écart entre les scans est de 18 pixels.

Résultats du cas 2 : un pas de 15 pixels :

La Table 5.5 présente les images obtenues dans le cas d’un IFLM où l’image reconstruite correspond aux valeurs maximales de l’ensemble des illuminations en chaque pixel et d’un IFLM après restauration avec l’algorithme RL1L2. L’écart entre les scans est ici de 15 pixels. Des profils de colonnes 1, 2 et 3 de l’image ont été extraits et tracés pour les quatre résultats. Un profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté [Fig. 5.6]. Et les valeurs de contraste calculées sont données dans la Table 5.6.

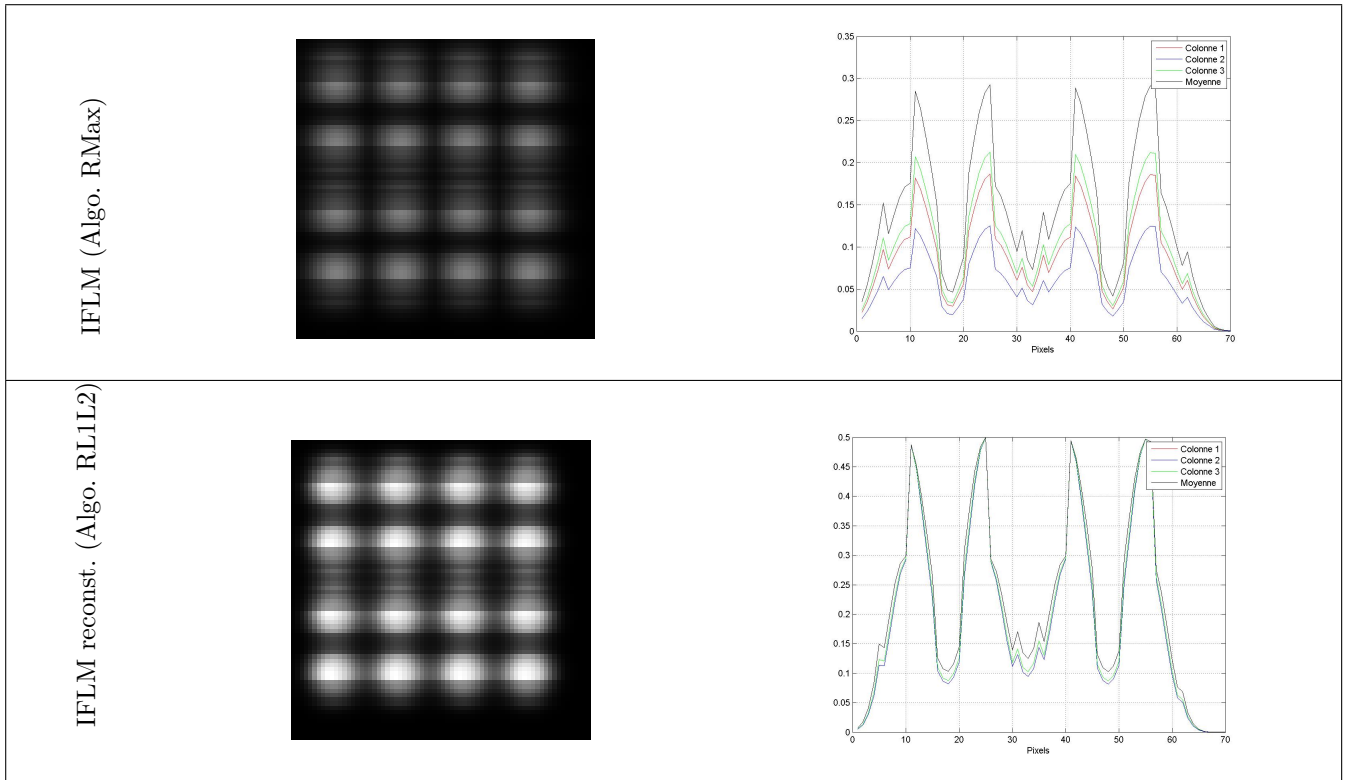


TABLE 5.5 – A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels et le pas entre chaque illumination = 15 pixels), et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

Cas IFLM Pas (pixels) N° de bande	15						
	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	−0,60	0,50	0,27	0,19	0,50	0,20	0,83
Colonne 2	−0,20	0,50	0,21	0,13	0,60	0,33	0,71
Colonne 3	−0,30	0,50	0,27	0,19	0,50	0,20	0,85
Moyenne	−0,20	0,45	0,26	0,20	0,45	0,43	0,88

Cas IFLM reconst. Pas N° de bande	15						
	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	−0,60	0,58	0,33	0,26	0,59	0,36	1,00
Colonne 2	−0,60	0,58	0,33	0,26	0,59	0,36	1,00
Colonne 3	−0,60	0,58	0,33	0,26	0,59	0,36	1,00
Moyenne	−0,60	0,58	0,33	0,26	0,59	0,36	1,00

TABLE 5.6 – Contrastes calculés par bande sur les images de la Table 5.5 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.39 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans est de 15 pixels.

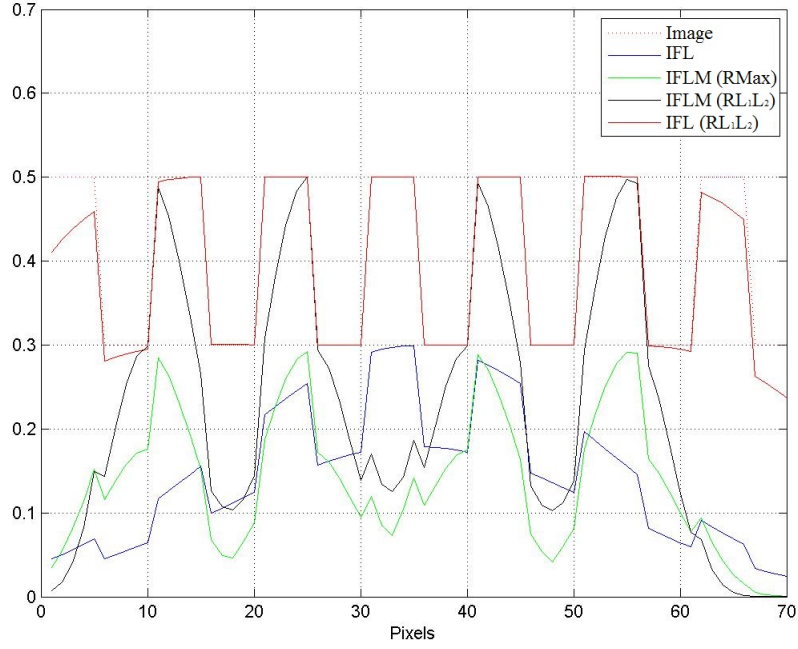


FIGURE 5.6 – Coupes moyennes des images des Tables 5.5 et 5.3 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 15 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2

Résultats du cas 3 : distance entre scan de 11 pixels :

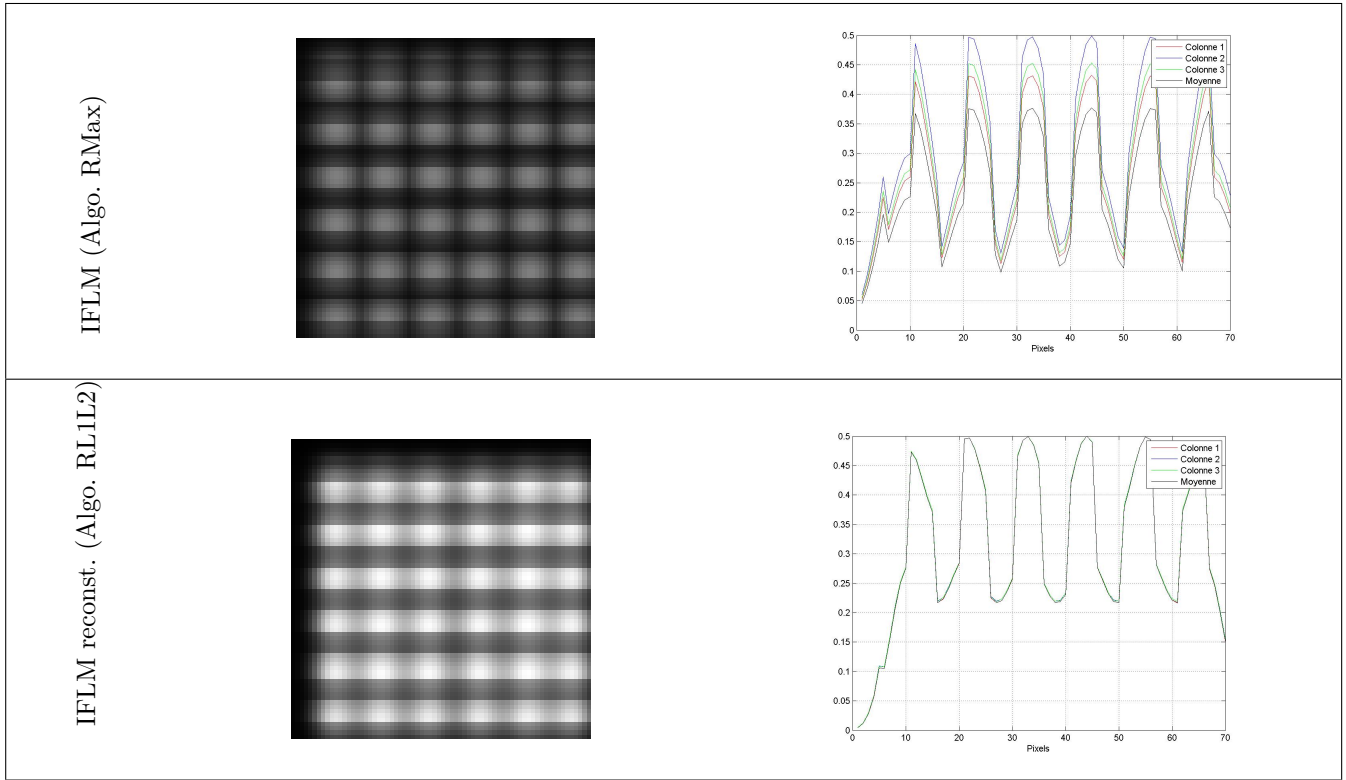


TABLE 5.7 – A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels et le pas entre chaque illumination = 11 pixels), et l'image IFLM reconstruite avec la méthode RL1L2. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

La Table 5.7 présente les images obtenues dans les cas d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations et d'un IFLM après restauration avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est de 11 pixels. Des profils des colonnes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés pour les quatre cas. Le profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté [Fig. 5.7]. Les valeurs de contraste calculées correspondant sont données Table 5.8.

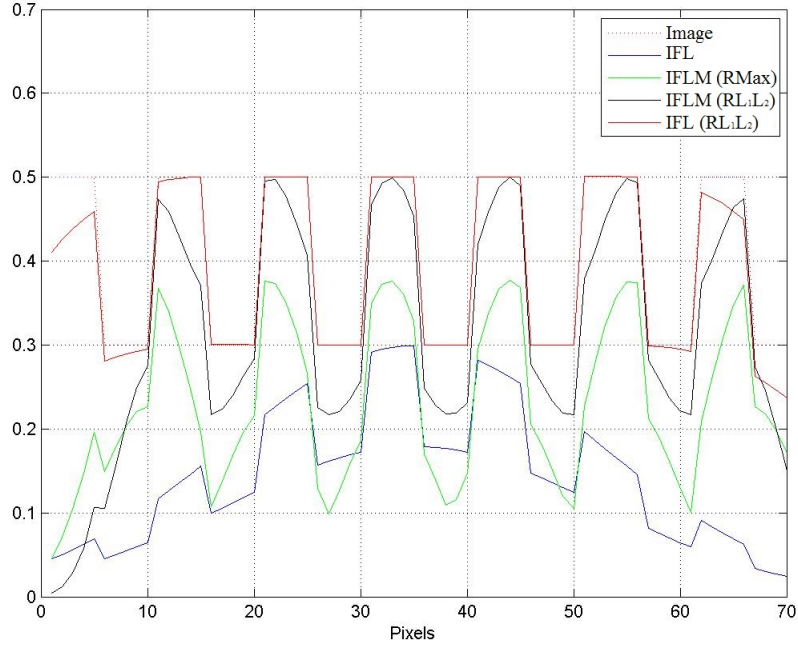


FIGURE 5.7 – Coupes moyennes des images de la Figure 5.7 : coupe moyenne résultante d’un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l’IFL après restauration avec l’algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d’un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l’ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d’illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l’IFLM reconstruite avec l’algorithme RL1L2. L’écart entre les scans est ici de 11 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l’image Table 5.2

Cas IFLM Pas (pixels) N° de bande	11						
	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,25	0,24	0,33	0,39	0,39	0,33	0,23
Colonne 2	0,25	0,27	0,36	0,44	0,38	0,36	0,27
Colonne 3	0,25	0,24	0,33	0,39	0,39	0,33	0,23
Moyenne	0,14	0,22	0,37	0,37	0,31	0,30	0,24

Cas IFLM reconst. Pas (pixels) N° de bande	11						
	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	−0,58	0,26	0,28	0,30	0,28	0,28	0,28
Colonne 2	−0,58	0,26	0,28	0,30	0,28	0,28	0,28
Colonne 3	−0,58	0,26	0,28	0,30	0,28	0,28	0,28
Moyenne	−0,58	0,26	0,28	0,30	0,28	0,28	0,28

TABLE 5.8 – Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.7 à l’aide de l’équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.39 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l’image. Ici, l’écart entre les scans est de 11 pixels.

Résultats du cas 4 : distance entre scan de 8 pixels :

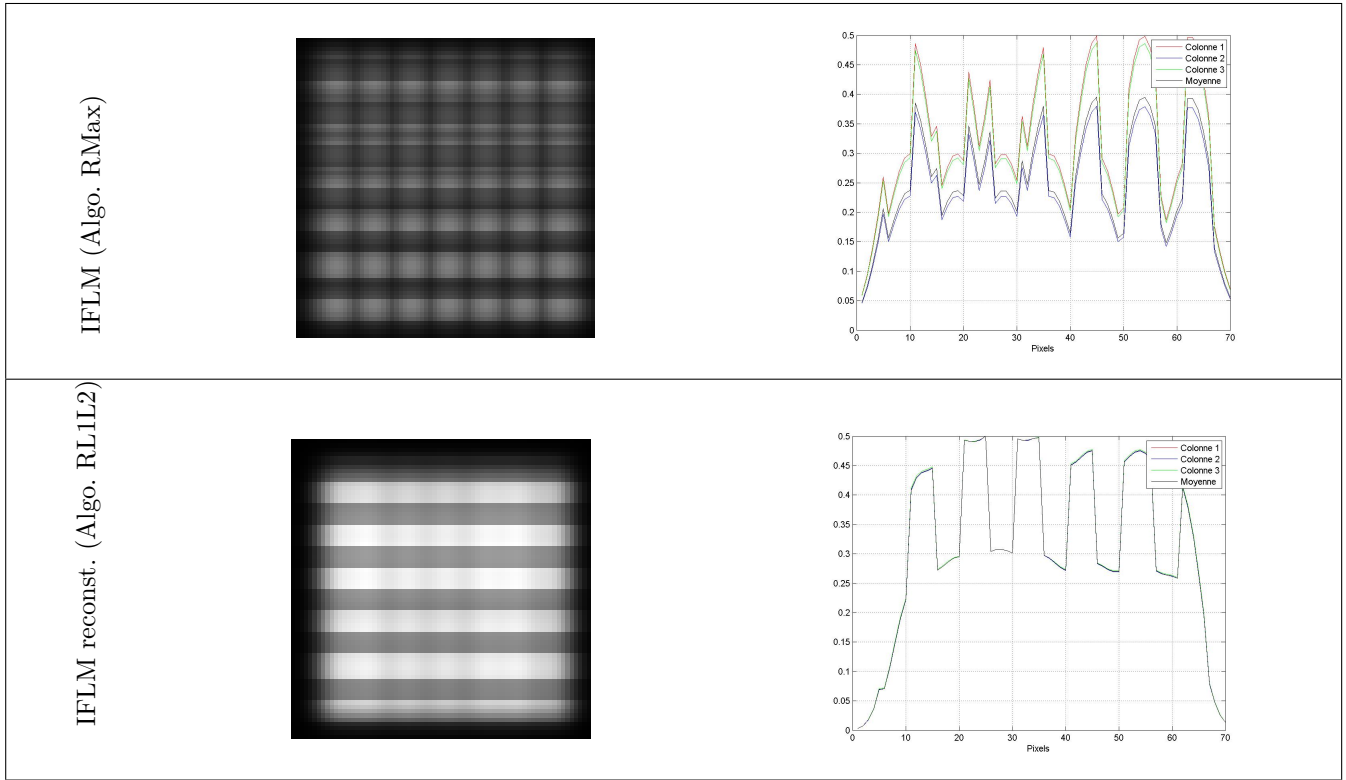


TABLE 5.9 – A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels et le pas entre chaque illumination = 8 pixels), et l'image IFLM reconstruite avec la méthode RL1L2. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

La Table 5.9 présente les images obtenues dans les cas d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations et d'un IFLM après restauration avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. Des profils des colonnes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits pour les quatre cas. Un profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté [Fig. 5.8]. Et les valeurs de contraste calculées sont données Table 5.10.

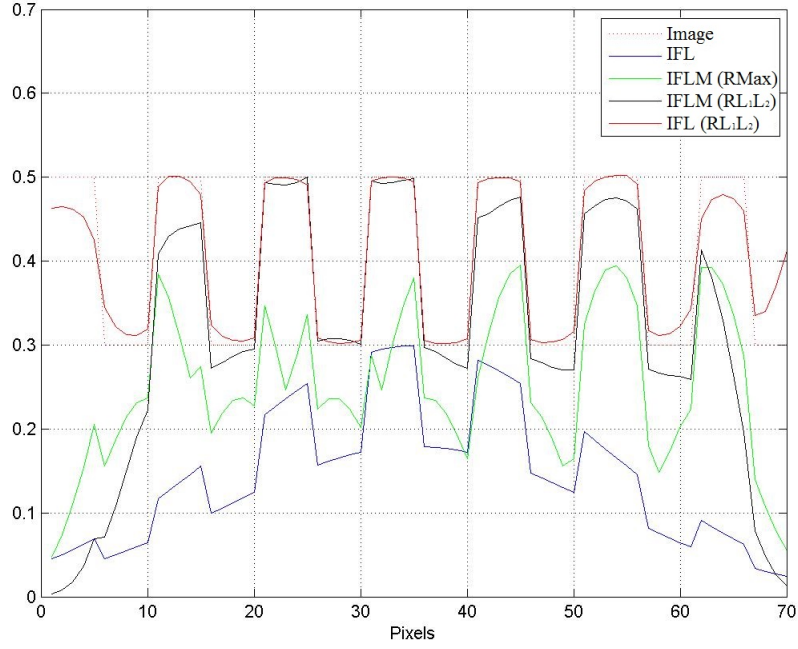


FIGURE 5.8 – Coupes moyennes des images des Table 5.3 et 5.9 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2

Cas IFLM Pas (pixels) N° de bande	8						
	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,25	0,19	0,14	0,20	0,23	0,29	0,33
Colonne 2	0,23	0,14	0,10	0,2	0,25	0,32	0,38
Colonne 3	0,25	0,19	0,14	0,20	0,23	0,29	0,35
Moyenne	0,23	0,14	0,10	0,20	0,25	0,32	0,27

Cas IFLM reconst. Pas N° de bande	8						
	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	-0,50	0,21	0,24	0,25	0,23	0,25	0,38
Colonne 2	-0,50	0,21	0,24	0,25	0,23	0,25	0,38
Colonne 3	-0,50	0,21	0,24	0,25	0,23	0,25	0,38
Moyenne	-0,50	0,21	0,24	0,25	0,23	0,25	0,38

TABLE 5.10 – Contraste calculés sur chaque bande des images Tables 5.9 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.39 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans est de 8 pixels.

Résultats du cas 5 : distance entre scan de 3 pixels :

Enfin, la Table 5.11 présente les images obtenues dans les cas d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations et d'un IFLM après restauration avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est de 3 pixels. Des profils des colonnes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés pour les quatre cas. Un profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté [Fig. 5.11]. Enfin, les valeurs de contraste calculées sont

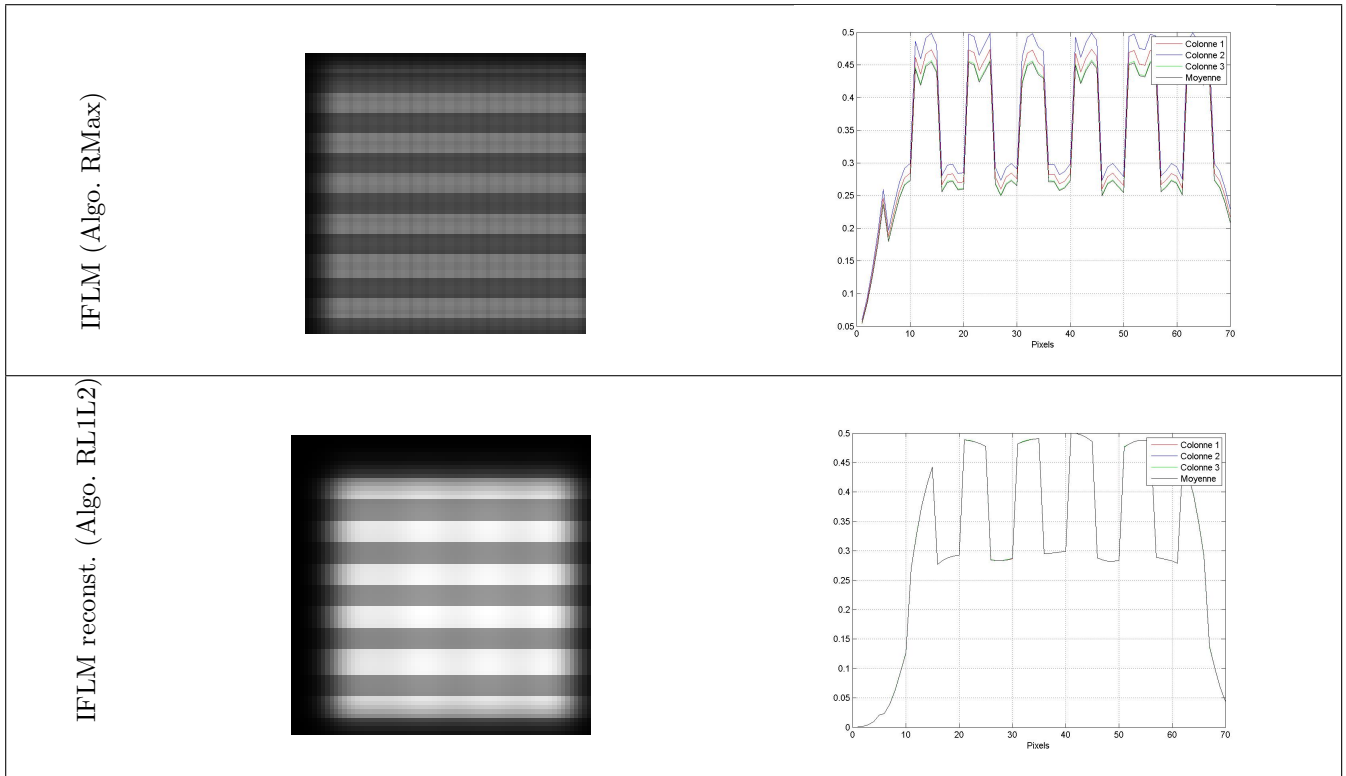


TABLE 5.11 – A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

données Table 5.12.

Cas IFLM Pas (pixels) N° de bande	3						
	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0, 20	0, 24	0, 24	0, 24	0, 24	0, 24	0, 29
Colonne 2	0, 20	0, 24	0, 24	0, 24	0, 24	0, 24	0, 29
Colonne 3	0, 20	0, 24	0, 24	0, 24	0, 24	0, 24	0, 24
Moyenne	0, 20	0, 24	0, 24	0, 24	0, 24	0, 24	0, 29
Cas IFLM reconstr. Pas N° de bande	3						
	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	-0, 50	0, 20	0, 24	0, 25	0, 25	0, 25	0, 20
Colonne 2	-0, 50	0, 20	0, 24	0, 25	0, 25	0, 25	0, 20
Colonne 3	-0, 50	0, 20	0, 24	0, 25	0, 25	0, 25	0, 20
Moyenne	-0, 50	0, 20	0, 24	0, 25	0, 25	0, 25	0, 20

TABLE 5.12 – Contrastes calculés sur chaque paire de barres des images Table 5.11 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans est de 3 pixels.

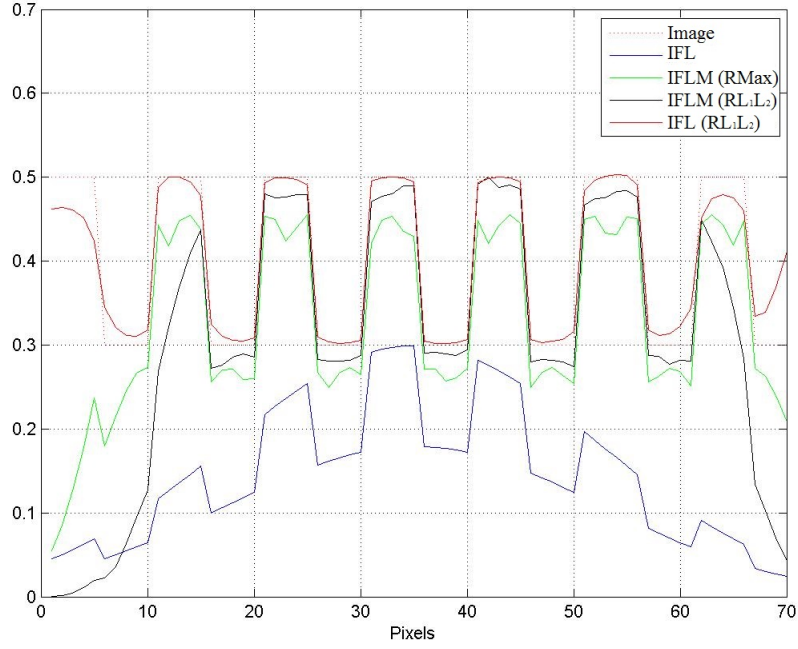


FIGURE 5.9 – Coupes moyennes des images de la Table 5.11 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2

De ces résultats, nous constatons que :

- **Dans le cas de l'IFL** : la reconstruction RL1L2 de l'image a parfaitement corrigé l'effet de dôme sur l'image, même en bord d'image. En effet, le contraste est plus stable, proche de 0,25 et les intensités sont conformes à celle de l'objet. L'effet de dôme a donc disparu.
- **Dans le cas de l'IFLM**, :
 - **dans le cas où la distance entre scan est de 18** : nous observons une mauvaise correction de l'effet de dôme. Les deux algorithmes RMax et RL1L2 ne nous permettent pas de voir toutes les barres. Seules les barres éclairées (bandes n° 1, 3, 5 et 7) sont restituées mais que partiellement. Les valeurs de contraste sont instables. Cependant avec RL1L2, il y a une homogénéisation de la valeur de contraste des colonnes éclairées. Un effet lissage des dômes est donc fait mais il est insuffisant pour voir toutes les barres car l'écart entre les scans est trop important.
 - **dans le cas où la distance entre scan est de 15** : en rapprochant les scans de 3 pixels, l'écart entre les scans est encore trop grand pour voir toutes les barres de la mire : seule la bande n°4 semble se détacher mais avec des niveaux d'intensité non rétablis.
 - **dans le cas où la distance entre scan est de 11** : après restauration, on retrouve toutes les barres de la mire. Cependant, les valeurs de contraste de l'image résultante sont légèrement surestimées et un lissage des barre est fait (RL1L2). En fait l'intensité de la barre brillante est respectée ($\simeq 0,5$) mais l'intensité de la barre sombre est plus faible ($\simeq 0,2$ au lieu de 0,3). Par ailleurs, l'effet gaussien subsiste car les paliers sont arrondis. L'écart entre les scans est donc encore trop important pour que la restauration soit efficace.
 - **dans le cas où la distance entre scan est de 8** : l'effet de la restauration RL1L2 est visible. Il n'y a plus d'effet de dôme sur l'image et le niveau d'intensité sur la mire est rétabli sur toute les barres centrales (bandes n°2, 3, 4, 5 et 6). Les valeurs de contraste sont quasiment identiques sur toutes les paires de barre et proche de 0,25 (sauf aux bords de l'image car configuration de balayage non optimale). La configuration des scans et la taille des barres sont donc ici favorables.
 - **dans le cas où la distance entre scan est de 3** : il n'y a pas de gain par rapport au cas où la distance entre les scan est de 8, après restauration RL1L2. Par contre il y a un gain pour RMax : les scans recouvrent complètement la mire et toutes les barres sont observées aux effets de bord près. Les contrastes calculés par bande sont homogènes aux effets de bord près : les valeurs attendues sont restituées (restitution des intensités). C'est la configuration la plus favorable pour l'IFLM.

Sans bruit, la correction de l'image n'est efficace qu'à partir de $d = 8$ pixels soit la demi-largeur de l'illumination. Cependant, il convient de scanner un peu plus que la scène d'intérêt pour ne pas avoir des effets de bord, effets que

l'on retrouve également sur l'IFL mais moindres.

Résultats avec scans aléatoires :

Nous avons pour ce test positionné aléatoirement 36 scans. La position moyenne entre scan est de 8 pixels avec une variance de 2 pixels.

Dans le cas où les scans ne suivent pas une ligne verticale et horizontale, où la position du dôme est obtenue de manière aléatoire, nous avons regardé quels sont les effets sur la mosaïque.

La Table 5.13, présente les images obtenues dans le cas d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur du maximum de l'ensemble des scans et le cas d'une restauration avec l'algorithme RL1L2.

Trois profils pris sur les lignes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits pour les deux cas. Le profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté [Fig. 5.10].

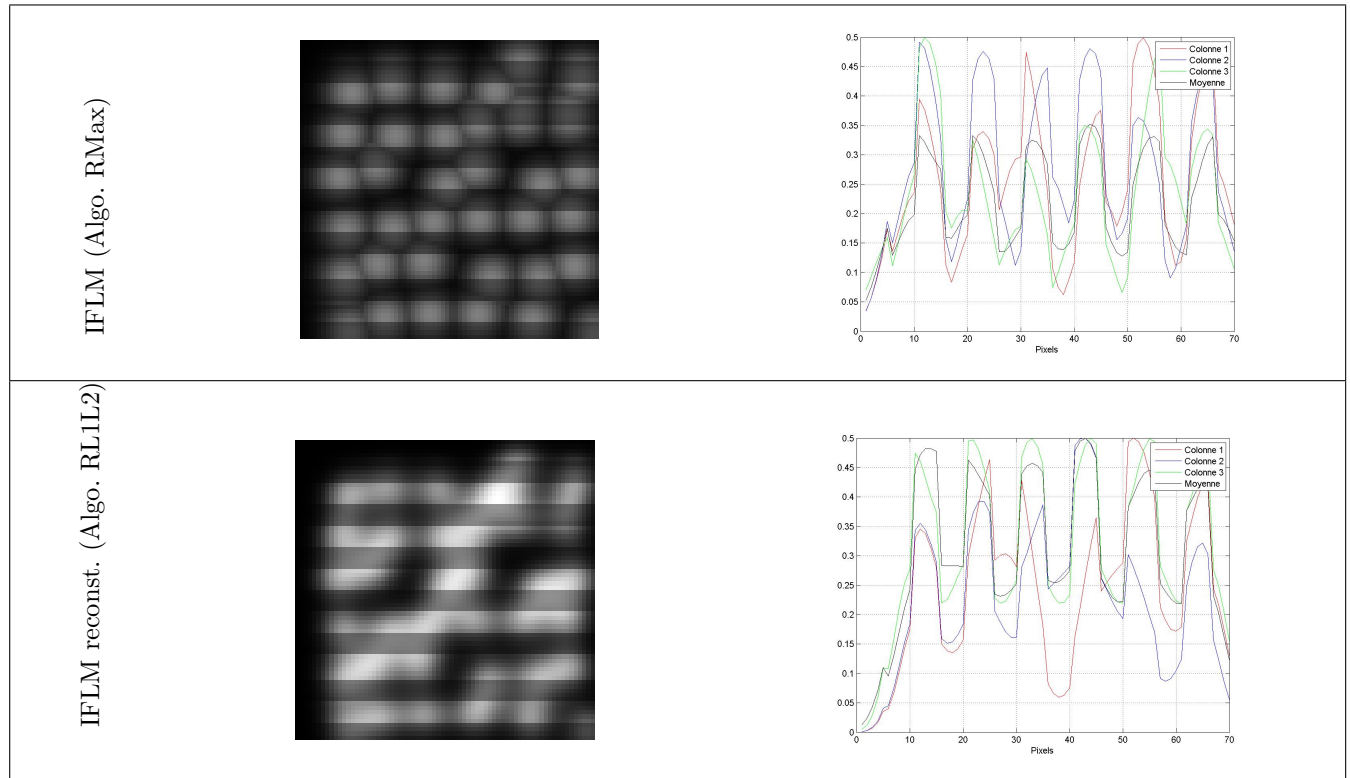


TABLE 5.13 – A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

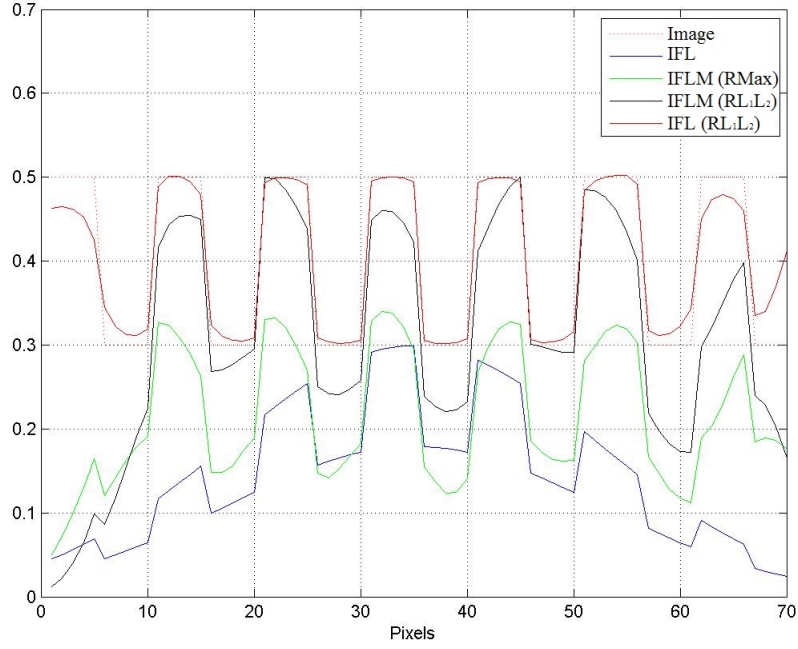


FIGURE 5.10 – Coupes moyennes des images de la Figure 5.13 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans varie entre 8 et 15 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2

Cas IFLM N° de bande	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	-0,55	0,60	0,13	0,60	0,27	0,53	0,29
Colonne 2	-0,55	0,54	0,50	0,28	0,38	0,56	0,38
Colonne 3	-0,40	0,43	0,33	0,43	0,56	0,31	0,40
Moyenne	-0,55	0,26	0,31	0,33	0,47	0,37	0,34
Cas IFLM reconst. N° de bande	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	-0,66	0,40	0,11	0,54	0,10	0,38	0,30
Colonne 2	-0,66	0,41	0,30	0,08	0,27	0,38	0,50
Colonne 3	-0,55	0,29	0,33	0,31	0,29	0,26	0,30
Moyenne	-0,55	0,26	0,26	0,33	0,30	0,29	0,30

TABLE 5.14 – Contrastes calculés sur chaque paire de barres des images Table 5.13 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans varie entre 8 et 15 pixels.

La Table 5.14 montre l'évolution des contrastes dans le cas d'un balayage aléatoire.

Nous constatons que sur certaines zones de la mire (là où les différents scans sont rapprochés), nous avons une bonne restitution des niveaux de contraste alors que sur d'autres zones ce n'est pas le cas (l'écart entre les scans est supérieur à 8 pixels). Lorsque l'on calcule le contraste du profil vertical moyen de la mire, nous constatons que celui-ci est cependant stable et proche du contraste de l'image passive. Toutefois il ne rend compte que imparfaitement des zones qui n'ont pu être correctement reconstruites.

Cet exemple montre que si l'on doit prendre en compte des erreurs de pointage il faut resserrer les scans pour reconstruire correctement toute l'image. On reconnaît bien les zones où les scans sont plus écartés que σ_i .

Résultats avec restauration sur k imagerie :

Dans chacun des cas présentés au-dessus, nous constatons que la restauration d'une image IFLM avec l'algorithme RL1L2 ne nous permet pas de restaurer les bords de l'image et que pour des scans éloignés l'effet de dôme persiste. Afin d'améliorer cela, nous avons testé une reconstruction où au lieu de faire une restauration avec l'ensemble des imagerie, nous faisons une restauration sur chacune des k imagerie. Puis nous restaurons l'image plein champ de la scène en prenant pour valeur en chaque pixel, la valeur maximale de l'ensemble des imagerie restaurées.

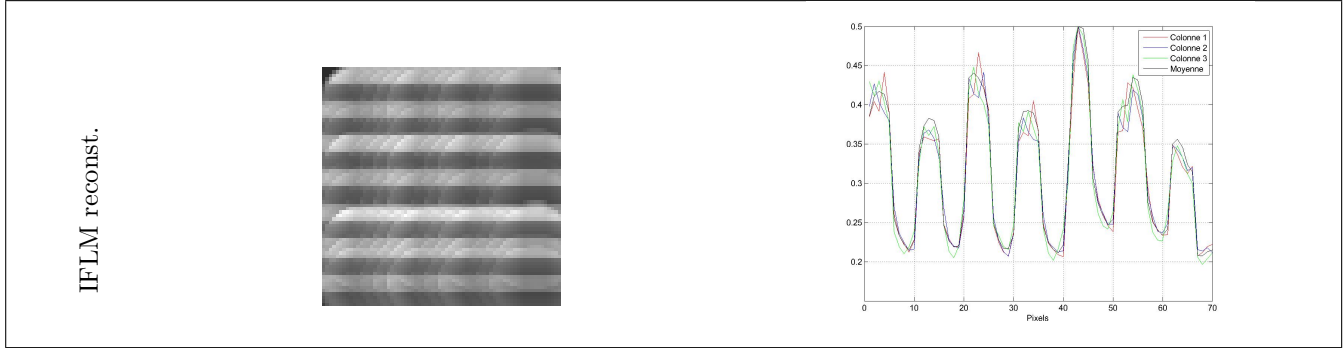


TABLE 5.15 – A gauche : Images et coupes associées à une restauration faite sur les k imagerie. L'écart entre les scans est de 8 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

Le résultat de la méthode est présenté Table 5.15 pour les conditions initiale suivantes : $\sigma_i = 8$ pixels et l'écart entre les scans est de 8 pixels. La Figure 5.11 et la Table 5.16 présentent les valeurs de contraste obtenues.

Les bords de la mire sont ici mieux restaurés que dans les cas précédant. Cependant si nous comparons ce résultat avec le résultat obtenu dans le cas n°4, nous constatons que les niveaux d'intensité de l'image sont plus faibles ici. De plus le profil au niveau de chacune des barres est moins « plat » que dans le cas n°4 et pour les barres centrales le contraste est moins bien restitué. Qualitativement on constate des effets « secondaires » sur l'image reconstruite [Comparaison Fig. 5.15 et 5.9].

Cas IFLM reconst. N° de bande	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,23	0,21	0,27	0,25	0,33	0,26	0,22
Colonne 2	0,27	0,22	0,26	0,25	0,33	0,26	0,22
Colonne 3	0,27	0,23	0,27	0,25	0,33	0,26	0,22
Moyenne	0,27	0,25	0,27	0,25	0,33	0,26	0,22

TABLE 5.16 – Contrastes calculés sur chaque paire de barres des images Table 5.15 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.39 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Ici, l'écart entre les scans est de 11 pixels.

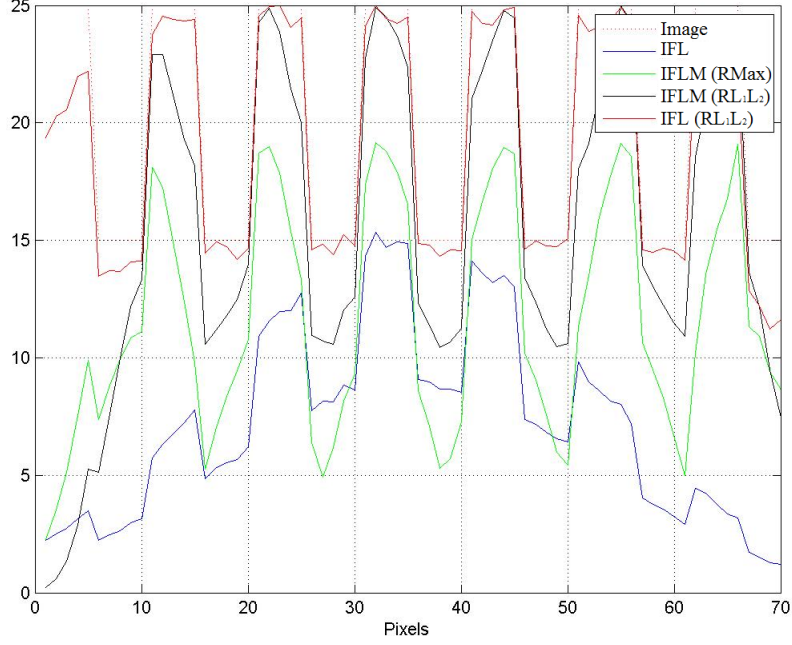


FIGURE 5.11 – Coupes moyennes des images de la Figure 5.15 : coupe moyenne résultante d’un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l’IFL après restauration avec l’algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d’un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l’ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d’illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l’IFLM reconstruite avec 36 + 1 restauration sur chacune des 36 imagerie avec l’algorithme RL1L2. L’écart entre les scans est ici de 11 pixels. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l’image Table 5.2.

Cette méthode rapidement mise en œuvre mériterait d’être approfondie pour respecter la photométrie dans l’image et optimiser la recombinaison des différentes imagerie pour former l’image finale. Toutefois on se rend compte que cette méthode n’est pas optimale (longue et optimisation séparée des différentes imagerie). Elle n’apporte pas d’amélioration.

5.2.3 Influence du bruit de lecture

Nous avons étudié l’influence du niveau de bruit ajouté (typ. bruit de lecture) sur une illumination mosaïque de la scène dans les cas suivants :

1. On ajoute un bruit blanc gaussien de variance $\sigma_b^2 = 0,001$ à chaque scan, ce qui correspond typiquement à un **RSB** de 30 au maximum de l’illumination et un SNR de 3 à $(1/e)^2$.
2. On ajoute un bruit blanc gaussien de variance $\sigma_b^2 = 0,01$, ce qui donne un **RSB** de 10 au maximum de l’illumination et un SNR de 1 à $(1/e)^2$.

Les écarts entre les scans considérés sont de 8 et 3 pixels. Dans chaque cas, les résultats sont comparés aux résultats d’une illumination plein champ obtenue avec un IFL ($\sigma_i = 35$ pixels).

Résultats avec un bruit de $\sigma_b^2 = 0,001$:

La Table 5.17, présente l'image obtenue dans le cas d'un IFL avant restauration, d'un IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations et d'un IFLM après restauration (Algo. RL1L2). L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. Trois profils verticaux des colonnes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits. Et le profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté [Fig. 5.12]. La Table 5.18 donne les valeurs du contraste en fonction des bandes de l'image obtenue par l'IFL.

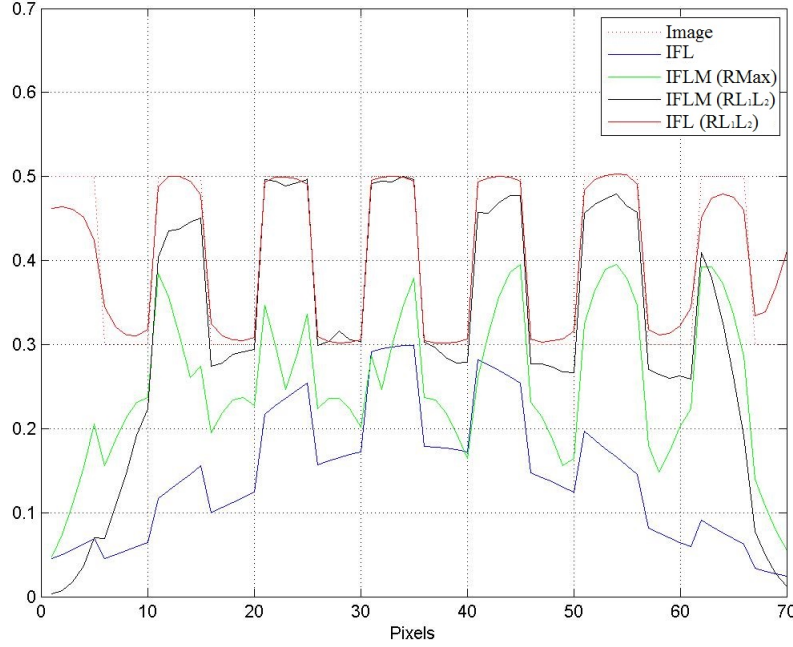


FIGURE 5.12 – Coupes moyennes des images de la Table 5.17 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. $\sigma_b^2 = 0,001$. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2.

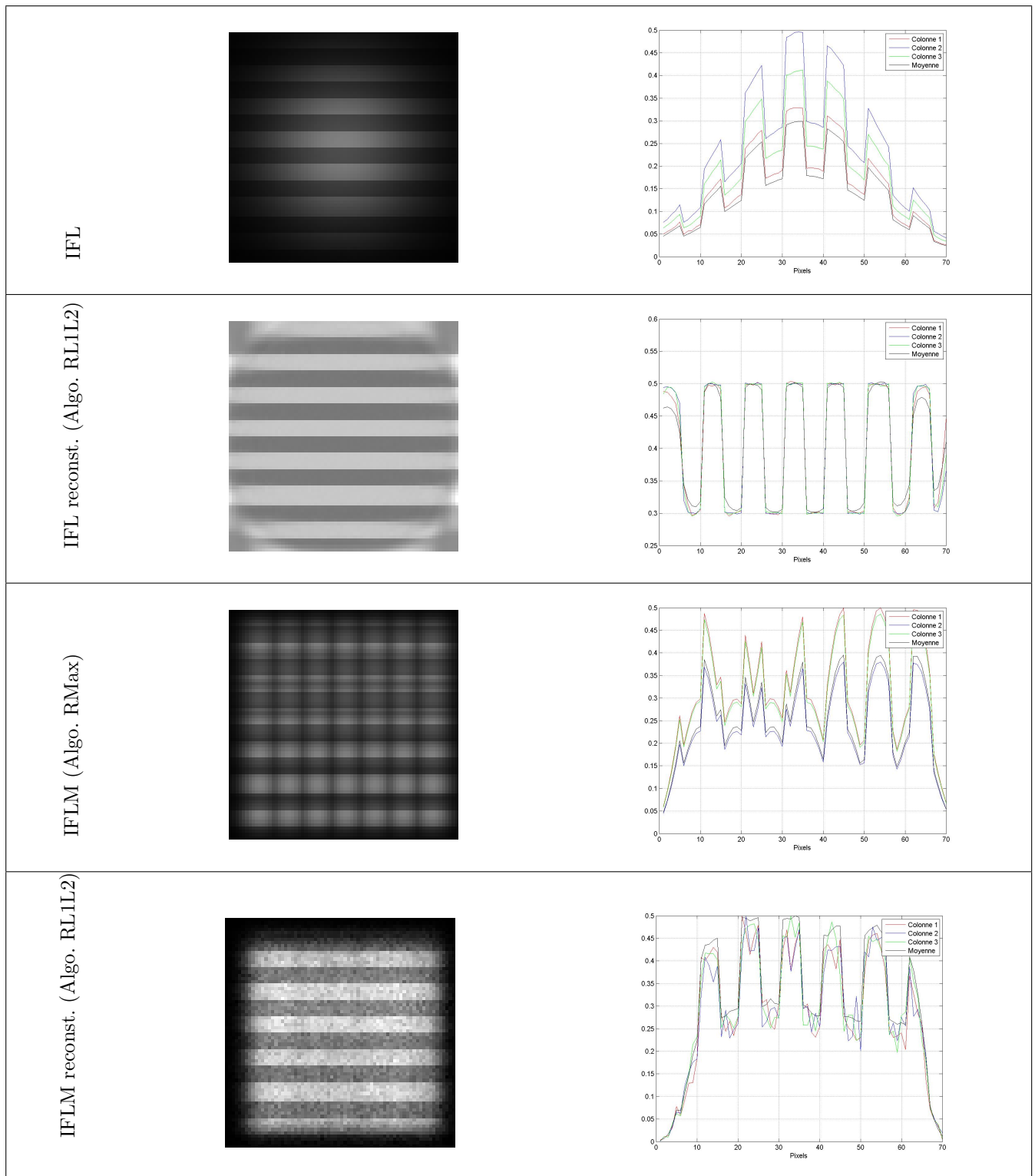


TABLE 5.17 – A gauche : Images et coupes associées pour un $\sigma_b^2 = 0,001$, de haut en bas : l'image résultante d'un IFL avant restauration, l'image IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

Cas IFL σ_{bruit} N° de bande	1	2	0,001 3	4	5	6	7
Colonne 1	0,00	0,09	0,18	0,24	0,33	0,45	0,50
Colonne 2	0,00	0,06	0,19	0,25	0,33	0,38	0,43
Colonne 3	0,00	0,08	0,18	0,23	0,30	0,38	0,33
Moyenne	0,00	0,11	0,13	0,26	0,29	0,40	0,50
Cas IFL reconst. σ_{bruit} N° de bande	1	2	0,001 3	4	5	6	7
Colonne 1	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
Colonne 2	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
Colonne 3	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
Moyenne	0,16	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,15

TABLE 5.18 – Contrastes calculés sur chaque paire de barres des images Table 5.17 à l’aide de l’équation (5.4) dans le cas de l’IFL. Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l’image. $\sigma_b^2 = 0,001$.

Maintenant, regardons le cas où les scans sont plus rapprochés (l’écart n’est plus que de 3 pixels) et où le niveau de bruit de lecture est identique ($\sigma_b^2 = 0,001$).

La Table 5.19, présente l’image obtenue dans le cas d’un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l’ensemble des illuminations et d’un IFLM après restauration avec l’algorithme RL1L2. Les colonnes 1, 2 et 3 de l’image ont été extraits pour ces deux cas. Le profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté.

La Figure 5.13 retrace les coupes verticales moyennes des cas de la Table 5.19 et les valeurs de contrastes sont résumées dans le tableau 5.20.

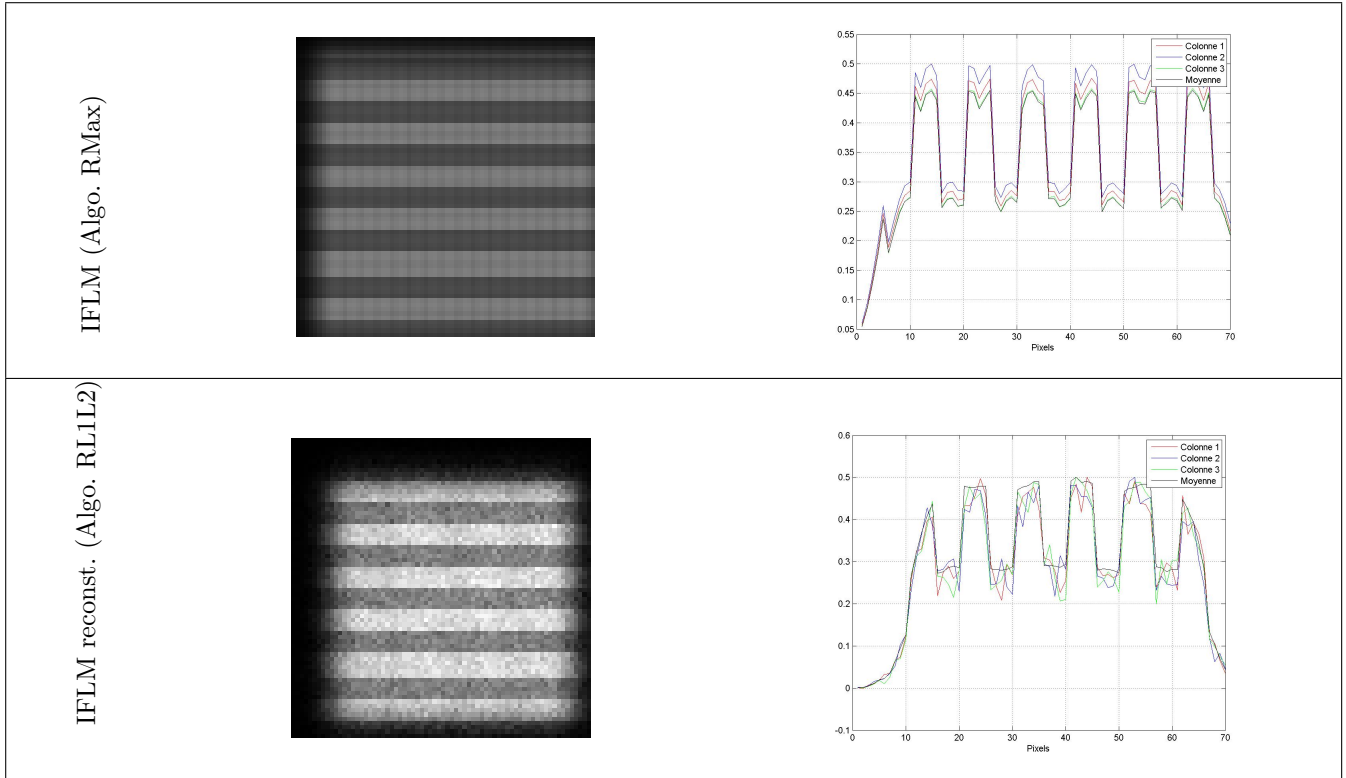


TABLE 5.19 – A gauche : Images et coupes associées pour pour un $\sigma_b^2 = 0,001$, de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est de 3 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

Cas IFLM Pas (pixels) σ_b N° de bande	8 0,001							3 0,001						
	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,25	0,12	0,15	0,23	0,29	0,33	0,67	0,33	0,24	0,24	0,24	0,24	0,24	0,29
Colonne 2	0,23	0,14	0,14	0,14	0,27	0,30	0,58	0,33	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23	0,31
Colonne 3	0,25	0,12	0,15	0,23	0,29	0,33	0,67	0,33	0,24	0,24	0,24	0,24	0,24	0,29
Moyenne	0,23	0,14	0,14	0,14	0,27	0,30	0,58	0,33	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23	0,31
Cas IFLM reconst. Pas σ_b N° de bande	8 0,001							3 0,001						
	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	-0,50	0,26	0,24	0,21	0,23	0,33	0,73	-0,6	0,14	0,20	0,20	0,20	0,20	0,60
Colonne 2	-0,50	0,20	0,24	0,21	0,23	0,33	0,73	-0,6	0,14	0,20	0,20	0,20	0,20	0,60
Colonne 3	-0,50	0,23	0,27	0,29	0,24	0,33	0,73	-0,6	0,14	0,20	0,20	0,20	0,20	0,60
Moyenne	-0,50	0,24	0,25	0,25	0,24	0,29	0,78	-0,6	0,14	0,20	0,25	0,25	0,25	0,60

TABLE 5.20 – Contrastes calculés par bandes sur les images des Table 5.19 et 5.17 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. $\sigma_b^2 = 0,001$. Les écarts entre les scans sont de 8 et 3 pixels.

Nous constatons que dans le cas où $\sigma_b^2 = 0,001$, :

- **dans le cas de l'IFL** : la restauration corrige les effets de dôme et reproduit bien le contraste de l'image.

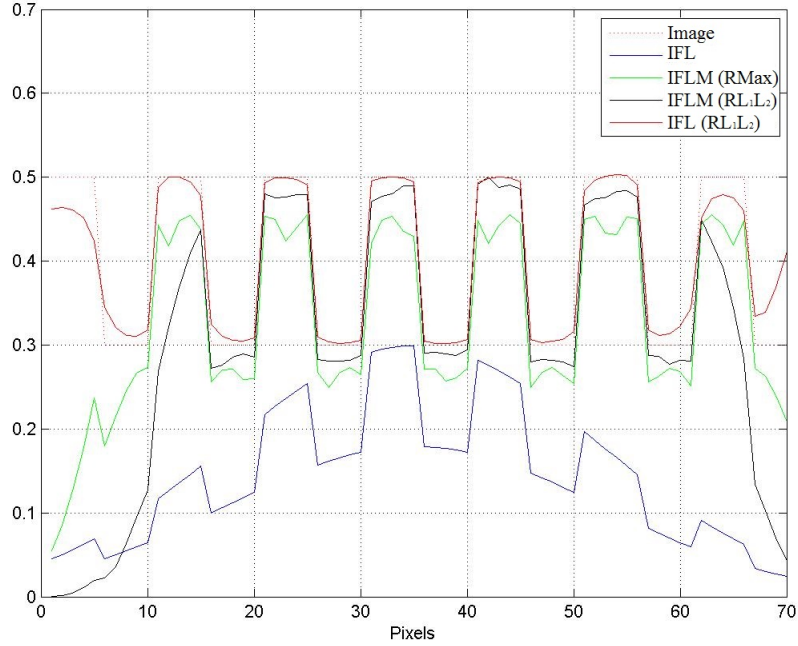


FIGURE 5.13 – Coupes moyennes des images de la Table 5.19 : coupe moyenne résultante d’un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l’IFL après restauration avec l’algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d’un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l’ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d’illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l’IFLM reconstruite avec l’algorithme RL1L2. L’écart entre les scans est ici de 3 pixels. $\sigma_b^2 = 0,001$. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l’image Table 5.2.

Les valeurs du contraste sont les mêmes avec ou sans bruit sauf sur les bandes 1 et 7 du bord de l’image ($\text{RSB} \leq 3$).

- **dans le cas de l’IFLM** : la restauration RMax est peu sensible au bruit de lecture sauf pour les deux bandes externes au bord de l’image (en comparaison avec les résultats Table 5.10). La restauration RL1L2 améliore l’image (contraste amélioré) mais le bruit est amplifié sur toute l’image ($d = 8$ pixels). Dans le cas $d = 3$ pixels, la restauration RMax est meilleure que la restauration RL1L2, il y a une amplification du bruit et des effets de bords avec RL1L2.

Résultats avec un bruit de variance $\sigma_b^2 = 0,01$:

La Table 5.21, présente l'image obtenue dans le cas d'un IFL avant restauration, d'un IFL après restauration avec l'algorithme 2, d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations et d'un IFLM après restauration avec l'algorithme 2. L'écart entre les scans est de 8 pixels et le bruit ajouté est un bruit blanc de variance $\sigma_b^2 = 0,01$. Les profils des colonnes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Le profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté [Figure 5.14].

Les valeurs du contraste sont données Table 5.22.

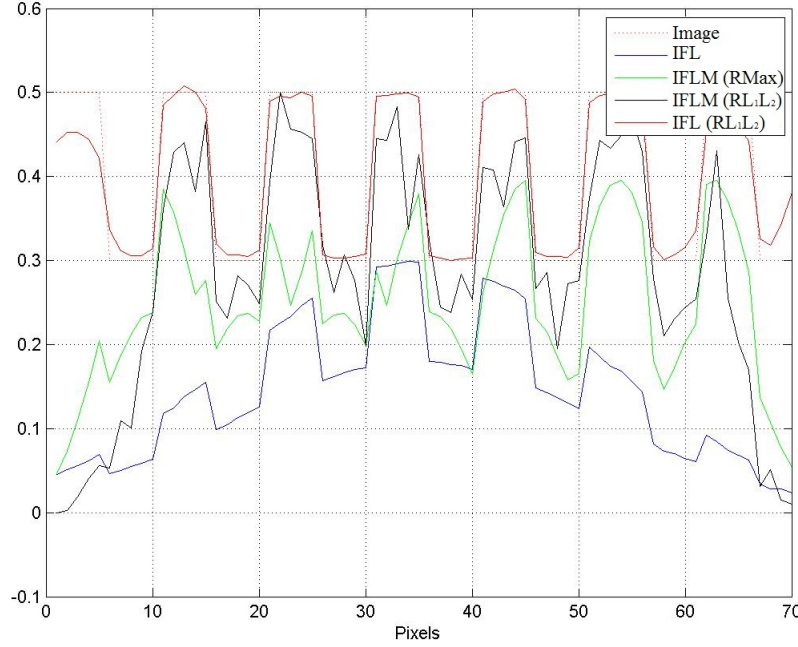


FIGURE 5.14 – Coupes moyennes des images de la Table 5.21 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. $\sigma_b^2 = 0,01$. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2.

IFL		
IFL reconst. (Algo. 2)		
IFLM (Algo. 1)		
IFLM reconst. (Algo. 2)		

TABLE 5.21 – A gauche : Images et coupes associées pour un $\sigma_b^2 = 0,01$, de haut en bas : l'image résultante d'un IFL avant restauration, l'image IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

Cas IFL σ_b N° de bande	1	2	0,01 3	4	5	6	7
Colonne 1	0,14	0,00	0,18	0,20	0,29	0,33	0,50
Colonne 2	0,00	0,00	0,43	0,25	0,33	0,33	0,33
Colonne 3	0,00	0,14	0,20	0,23	0,30	0,43	0,33
Moyenne	0,00	0,15	0,15	0,20	0,29	0,40	0,36
Cas IFL reconst. σ_b N° de bande	1	2	0,01 3	4	5	6	7
Colonne 1	0,21	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,11
Colonne 2	0,31	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,13
Colonne 3	0,23	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25
Moyenne	0,20	0,25	0,25	0,25	0,25	0,25	0,19

TABLE 5.22 – Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.21 à l’aide de l’équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l’image. $\sigma_b^2 = 0,01$.

La Table 5.23, présente l'image obtenue dans le cas d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations et d'un IFLM après restauration. L'écart entre les scans est de 3 pixels. Les profils des colonnes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés pour les deux cas. Le profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté [Figure 5.15]. Les valeurs du contraste sont données Table 5.24.

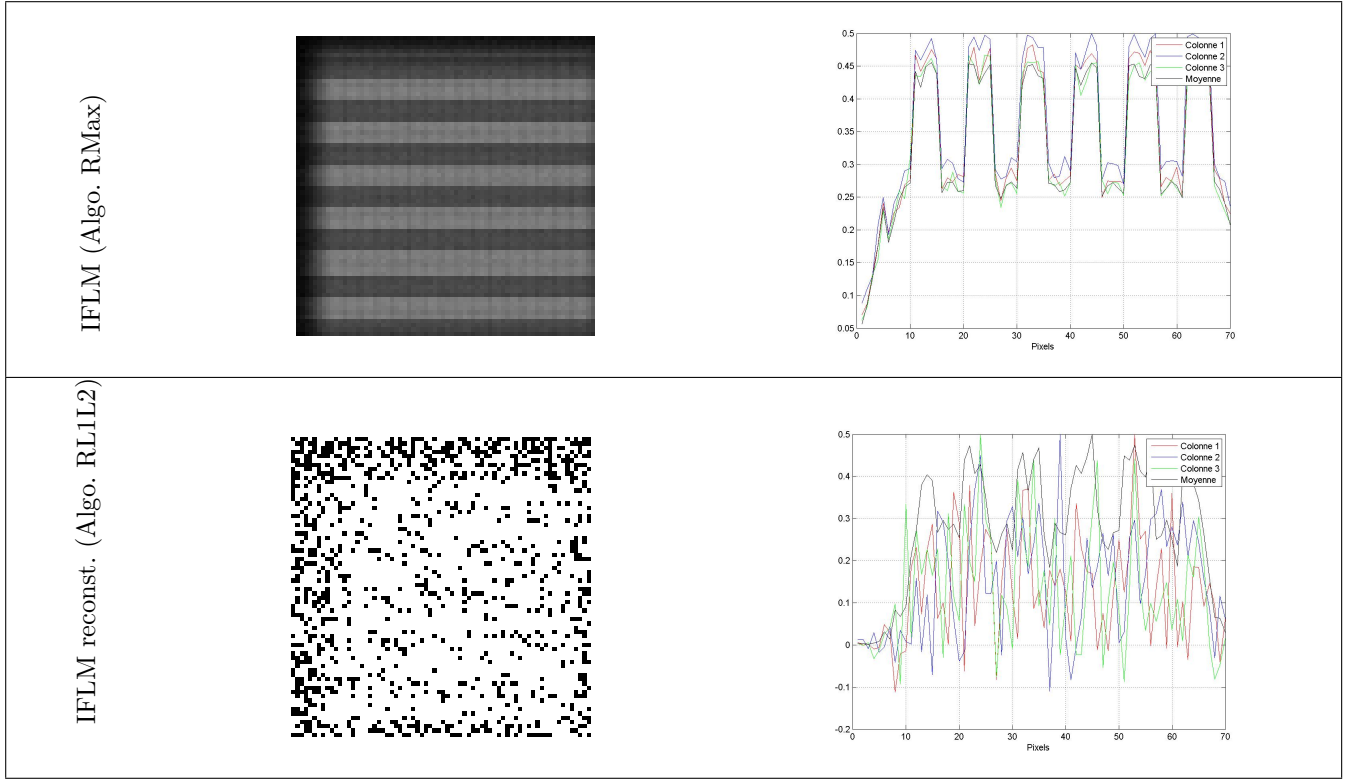


TABLE 5.23 – A gauche : Images et coupes associées pour pour un $\sigma_{bruit}^2 = 0,01$, de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

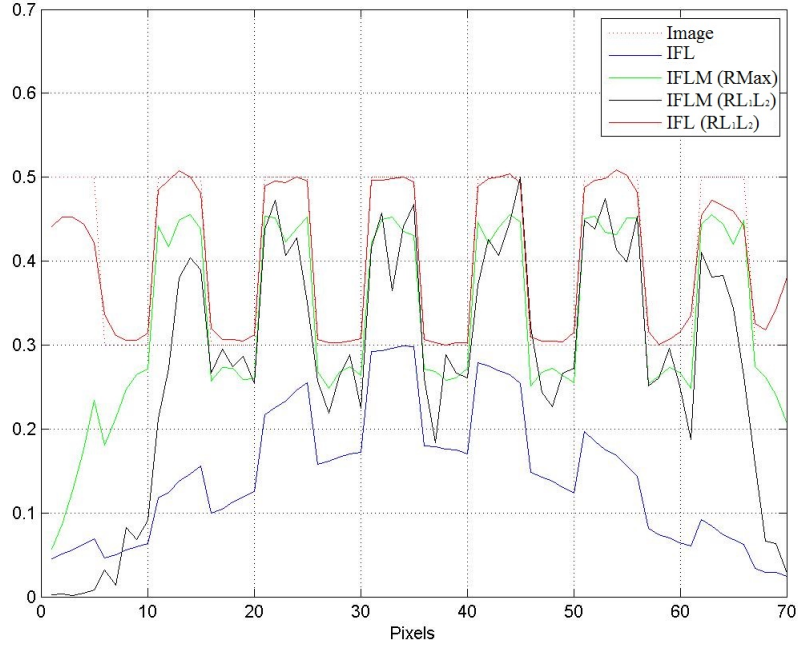


FIGURE 5.15 – Coupes moyennes des images de la Table 5.23 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. $\sigma_b^2 = 0,01$. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2.

Cas IFLM Pas (pixels) σ_b N° de bande	8 0,01							3 0,01						
	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,25	0,14	0,08	0,23	0,31	0,33	0,64	0,25	0,24	0,24	0,24	0,24	0,24	0,28
Colonne 2	0,14	0,09	0,09	0,20	0,27	0,27	0,56	0,25	0,27	0,24	0,24	0,24	0,24	0,28
Colonne 3	0,25	0,14	0,08	0,23	0,31	0,33	0,64	0,25	0,24	0,28	0,24	0,24	0,24	0,28
Moyenne	0,14	0,09	0,09	0,20	0,27	0,27	0,56	0,25	0,24	0,28	0,24	0,24	0,24	0,28
Cas IFLM reconst. Pas σ_b N° de bande	8 0,01							3 0,01						
	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---
Colonne 2	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---
Colonne 3	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---
Moyenne	0,00	0,23	0,29	0,29	0,23	0,38	0,71	0,00	0,14	0,28	0,28	0,24	0,28	0,67

TABLE 5.24 – Contrastes calculés par bandes sur les images des Tables 5.23 et 5.21 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. $\sigma_b^2 = 0,01$. Les écarts entre les scans sont de 8 et 3 pixels.

Nous constatons que dans le cas où $\sigma_b^2 = 0,01$, :

- **dans le cas de l'IFL** : il y a une bonne restauration sauf sur les bords de l'image, la zone dégradée est supérieure au cas précédent. Les barres sont légèrement bruitées mais le bruit semble relativement homogène sur les trois barres centrales.
- **dans le cas de l'IFLM** : la reconstruction RL1L2 n'est pas possible, il y a une forte amplification du bruit. Les valeurs du contraste ne peuvent être calculées que sur la moyenne de l'image.

L'IFLM fonctionnera tant que le bruit de lecture restera faible. Cela est dû essentiellement au fait que l'on a k imagerie bruitées (comparé à une imagerie avec un bon RSB). Cependant, traiter séparément chaque imagerie serait judicieux lorsque le bruit de lecture est important.

5.2.4 Influence du bruit de photons

Étudions maintenant l'influence d'un bruit de poisson (typ. bruit de photons) sur une illumination mosaïque de la scène dans les cas suivants :

1. On multiplie chaque scan ($I(\rho)$) par un niveau de flux correspondant à 200 photons au maximum de l'intensité, ce qui correspond à un SNR de 14 au maximum de l'illumination et un SNR de 5 à $(1/e)^2$ en intensité.
2. On multiplie chaque scan ($I(\rho)$) par un niveau de flux correspondant à 25 photons au maximum de l'intensité, ce qui correspond à un SNR de 5 au maximum de l'illumination et un SNR = 1,8 à $(1/e)^2$ en intensité.

Les niveaux de bruit introduits sont relativement similaires au cas avec le bruit de lecture. Seule la statistique est différente.

Les écarts entre les scans considérés sont 8 et 3 pixels. Dans chaque cas, les résultats sont comparés aux résultats d'une illumination plein champ obtenue avec l'IFL ($\sigma_i = 35$ pixels).

Résultats avec un niveau de photons de 200 au maximum

La Table 5.25 présente l'image obtenue dans le cas d'un IFL, d'un IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations et d'un IFLM après restauration avec l'algorithme RL1L2. Dans le cas d'une IFLM, l'écart entre les scans ici est de 8 pixels. Trois profils des colonnes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés et le profil moyen par ligne des pixels a été ajouté [Figure 5.16]. La Table 5.26 donne les valeurs du contraste calculées sur chaque bande de l'image dans le cas de l'IFL.

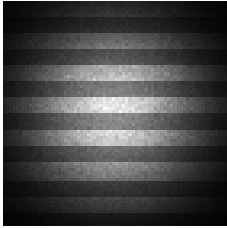
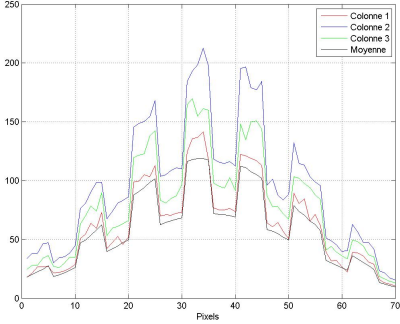
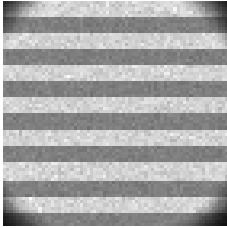
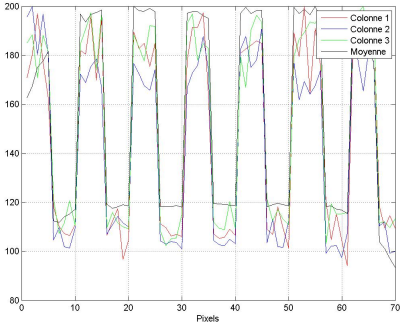
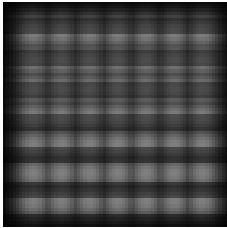
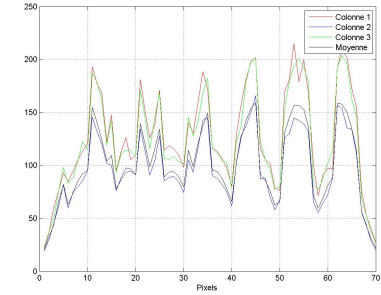
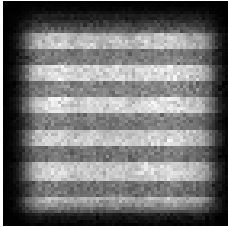
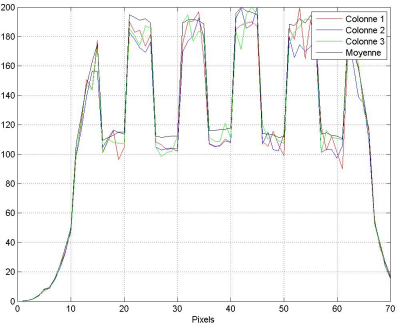
IFL		
IFL reconst. (Algo. RL1L2)		
IFLM (Algo. RMax)		
IFLM reconst. (Algo. RL1L2)		

TABLE 5.25 – A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image résultante d'un IFL avant restauration, l'image IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit de poisson de variance égale à 200. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

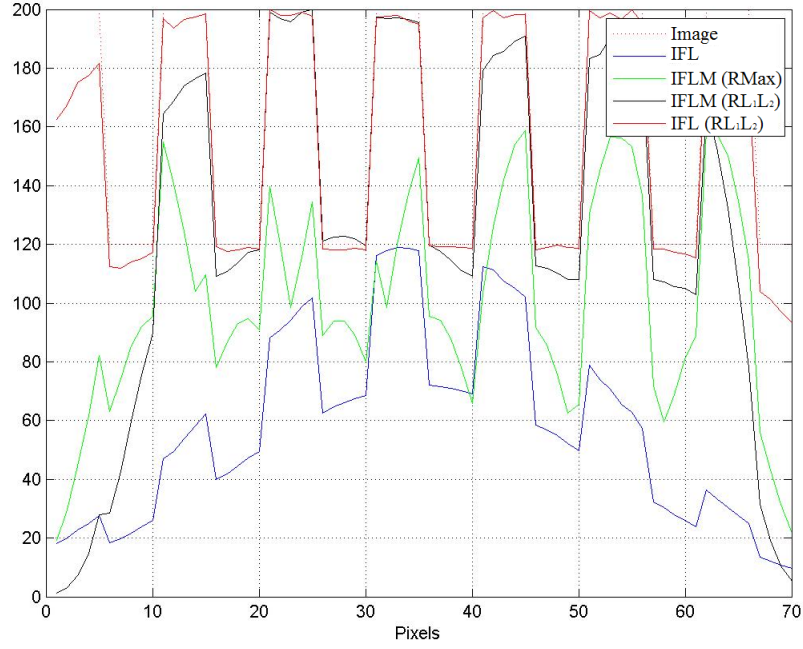


FIGURE 5.16 – Coupes moyennes des images de la Table 5.25 : coupe moyenne résultante d’un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l’IFL après restauration avec l’algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d’un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l’ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d’illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l’IFLM reconstruite avec l’algorithme RL1L2. L’écart entre les scans est ici de 8 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 200. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l’image Table 5.2.

Cas IFL bruit N° de bande	1	2	200 3	4	5	6	7
Colonne 1	0,00	0,11	0,14	0,25	0,33	0,50	0,33
Colonne 2	0,00	0,09	0,14	0,21	0,27	0,33	0,33
Colonne 3	0,00	0,08	0,25	0,20	0,33	0,45	0,21
Moyenne	0,00	0,11	0,14	0,25	0,23	0,50	0,33
Cas IFL reconst. bruit N° de bande	1	2	200 3	4	5	6	7
Colonne 1	0,27	0,27	0,24	0,27	0,25	0,29	0,24
Colonne 2	0,28	0,21	0,21	0,26	0,24	0,21	0,26
Colonne 3	0,24	0,27	0,24	0,27	0,12	0,25	0,27
Moyenne	0,22	0,24	0,25	0,24	0,25	0,26	0,31

TABLE 5.26 – Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.25 à l’aide de l’équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l’image. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance 200.

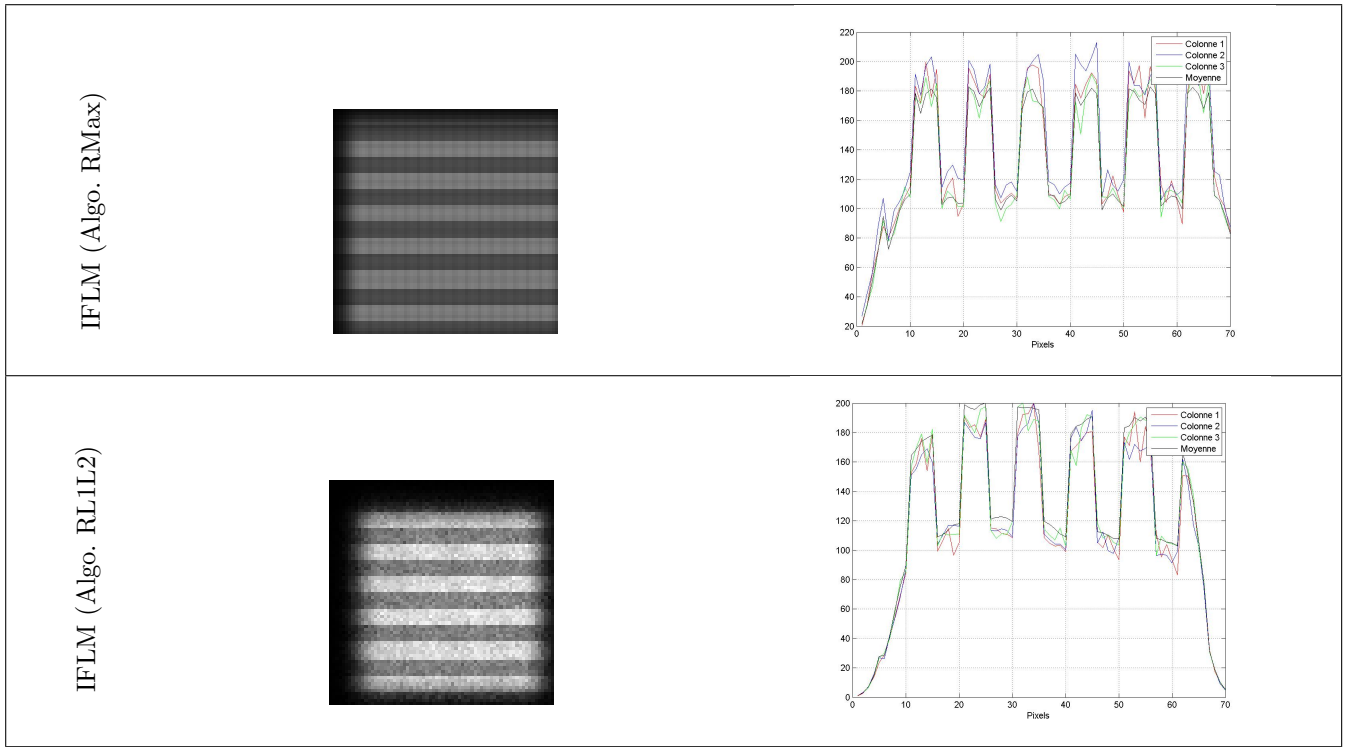


TABLE 5.27 – A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 200. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

La Table 5.27 fournit les images obtenues dans le cas de l'IFLM où l'écart entre les scans est de 3 pixels. Les profils des colonnes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés pour les deux cas. Les deux algorithmes RMax et RL1L2 sont testés. Le profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté [Figure 5.17]. La Table 5.28 donne les valeurs du contraste calculées sur chaque bande de l'image dans le cas de l'IFLM où les écarts entre les scans sont de 3 et 8 pixels.

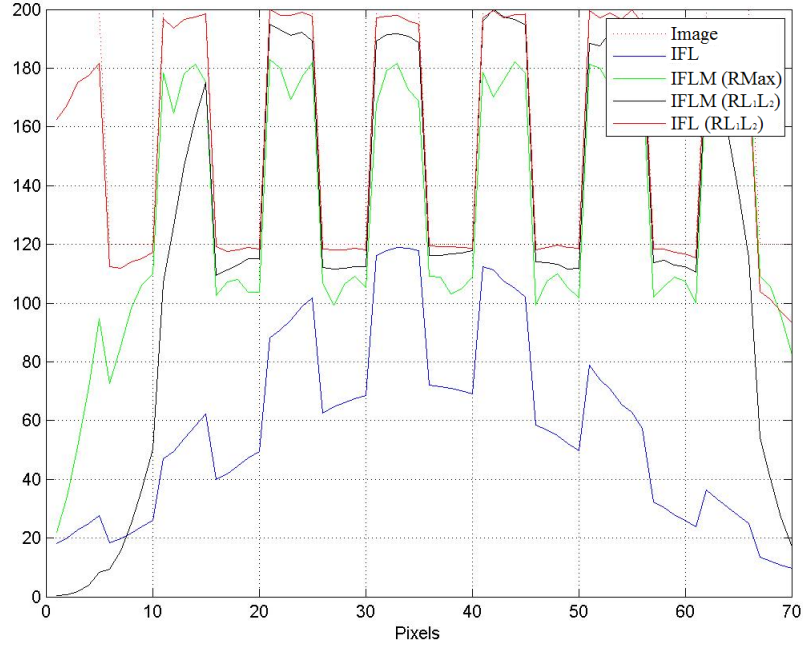


FIGURE 5.17 – Coupes moyennes des images de la Table 5.27 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 200. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2.

Cas IFLM Pas (pixels) bruit N° de bande	8 200							3 200						
	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,00	0,21	0,13	0,27	0,33	0,40	0,60	0,00	0,27	0,27	0,27	0,24	0,24	0,29
Colonne 2	0,00	0,18	0,18	0,33	0,33	0,33	0,50	0,00	0,23	0,29	0,27	0,25	0,24	0,29
Colonne 3	0,00	0,21	0,13	0,27	0,33	0,40	0,60	0,00	0,24	0,29	0,24	0,24	0,24	0,29
Moyenne	0,00	0,18	0,18	0,33	0,33	0,30	0,50	0,00	0,24	0,24	0,24	0,24	0,24	0,29
Cas IFLM reconst. Pas bruit N° de bande	8 200							3 200						
	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,00	0,21	0,24	0,32	0,24	0,29	0,60	0,00	0,19	0,29	0,27	0,27	0,27	0,40
Colonne 2	0,00	0,21	0,24	0,32	0,24	0,26	0,60	0,00	0,17	0,27	0,24	0,29	0,26	0,40
Colonne 3	0,00	0,21	0,24	0,32	0,24	0,27	0,60	0,00	0,19	0,29	0,27	0,29	0,27	0,40
Moyenne	0,00	0,21	0,25	0,29	0,26	0,27	0,60	0,00	0,19	0,27	0,25	0,29	0,27	0,40

TABLE 5.28 – Contrastes calculés par bandes sur les images des Tables 5.25 et 5.27 à l'aide de l'équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l'image. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 200. Les écarts entre les scans sont de 8 et 3 pixels.

Nous constatons que dans le cas où le niveau de photons est de 200 au maximum, :

— **dans le cas de l'IFL** : le système est plus sensible aux bruits de photons (en comparaison aux résultats

Table 5.4). Les barres sont plus bruitées et le contraste est moins homogène. Le contraste moyen est de l'ordre de 0,25 avec une dispersion entre 0,12 et 0,27.

- **dans le cas de l'IFLM** : les résultats sont similaires avec 8 et 3 pixels d'écart entre scans, les contrastes sont moins stables (en comparaison aux résultats Table 5.12) mais restent proches de 0,25. La restauration RL1L2 corrige les effets de dôme et améliore le contraste. De plus elle semble réduire légèrement le bruit : les fluctuations autour de l'intensité moyenne d'une barre sont légèrement plus faibles.

Résultats avec un niveau de photons de 25 au maximum

La Table 5.29 présente l'image obtenue dans le cas d'un IFL, d'un IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations et d'un IFLM après restauration avec l'algorithme RL1L2. Dans le cas d'une IFLM, l'écart entre les scans est de 8 pixels. Trois profils des colonnes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés et le profil moyen par ligne des pixels a été ajouté [Figure 5.18]. La Table 5.30 donne les valeurs du contraste calculées sur chaque bande de l'image dans le cas de l'IFL.

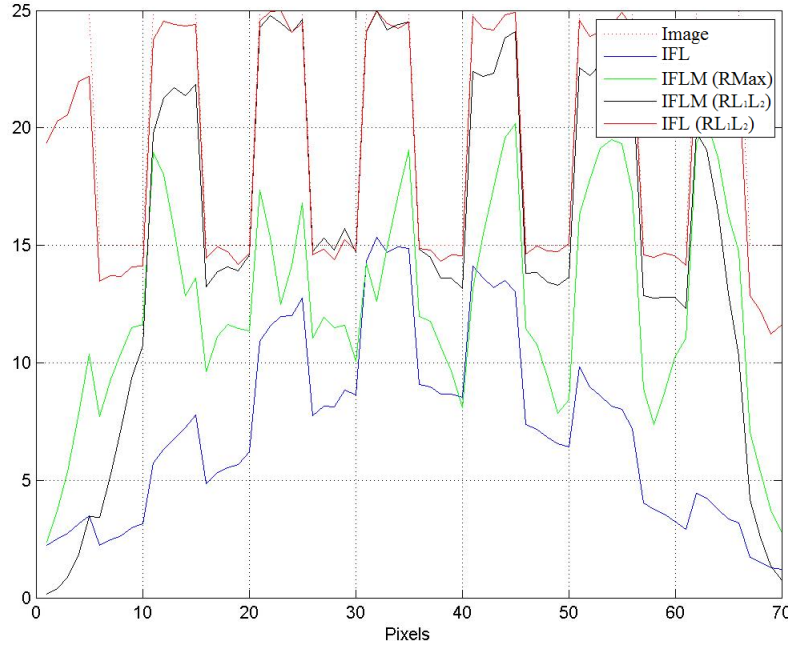


FIGURE 5.18 – Coupes moyennes des images de la Table 5.29 : coupe moyenne résultante d'un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l'IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d'illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l'IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit de poisson de variance égale à 25. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l'image Table 5.2.

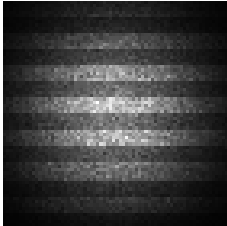
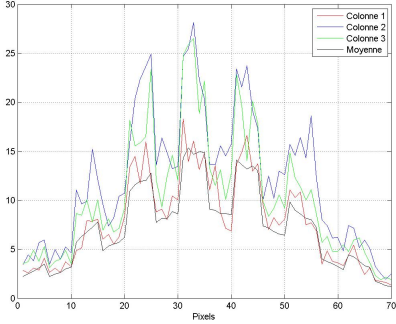
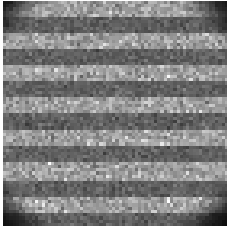
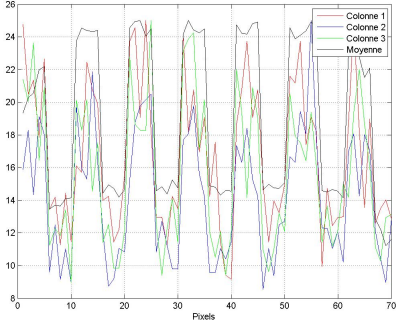
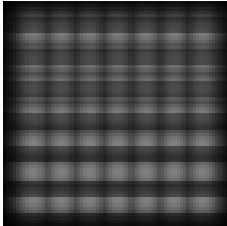
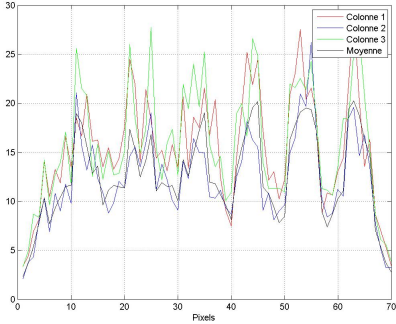
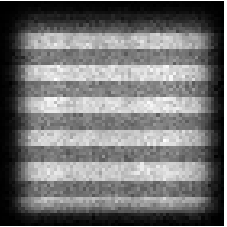
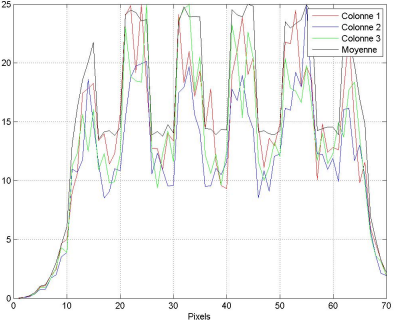
IFL		
IFL reconst. (Algo. RL1L2)		
IFLM (Algo. RMax)		
IFLM (Algo. RL1L2)		

TABLE 5.29 – A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image résultante d'un IFL avant restauration, l'image IFL après restauration avec l'algorithme RL1L2, l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite avec l'algorithme RL1L2. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 25. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

Cas IFL bruit N° de bande	1	2	25 3	4	5	6	7
Colonne 1	0,00	0,01	0,16	0,20	0,29	0,33	0,20
Colonne 2	0,29	0,18	0,08	0,25	0,23	0,41	0,43
Colonne 3	0,29	0,00	0,23	0,29	0,27	0,43	0,33
Moyenne	0,00	0,02	0,23	0,26	0,25	0,35	0,20
Cas IFL reconst. bruit N° de bande	1	2	25 3	4	5	6	7
Colonne 1	0,19	0,24	0,26	0,27	0,24	0,21	0,26
Colonne 2	0,24	0,29	0,27	0,24	0,26	0,20	0,19
Colonne 3	0,23	0,21	0,27	0,33	0,24	0,20	0,25
Moyenne	0,20	0,23	0,23	0,23	0,23	0,23	0,25

TABLE 5.30 – Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.29 à l’aide de l’équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l’image. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 25.

La Table 5.31 fournit les images obtenues dans le cas de l'IFLM avec un écart entre les scans de 3 pixels. Les profils des colonnes 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés pour les deux cas. Le profil moyen par ligne des pixels a également été ajouté [Figure 5.19]. La Table 5.32 donne les valeurs du contraste calculées sur chaque bande de l'image IFLM où l'écart entre les scans est de 8 et 3 pixels.

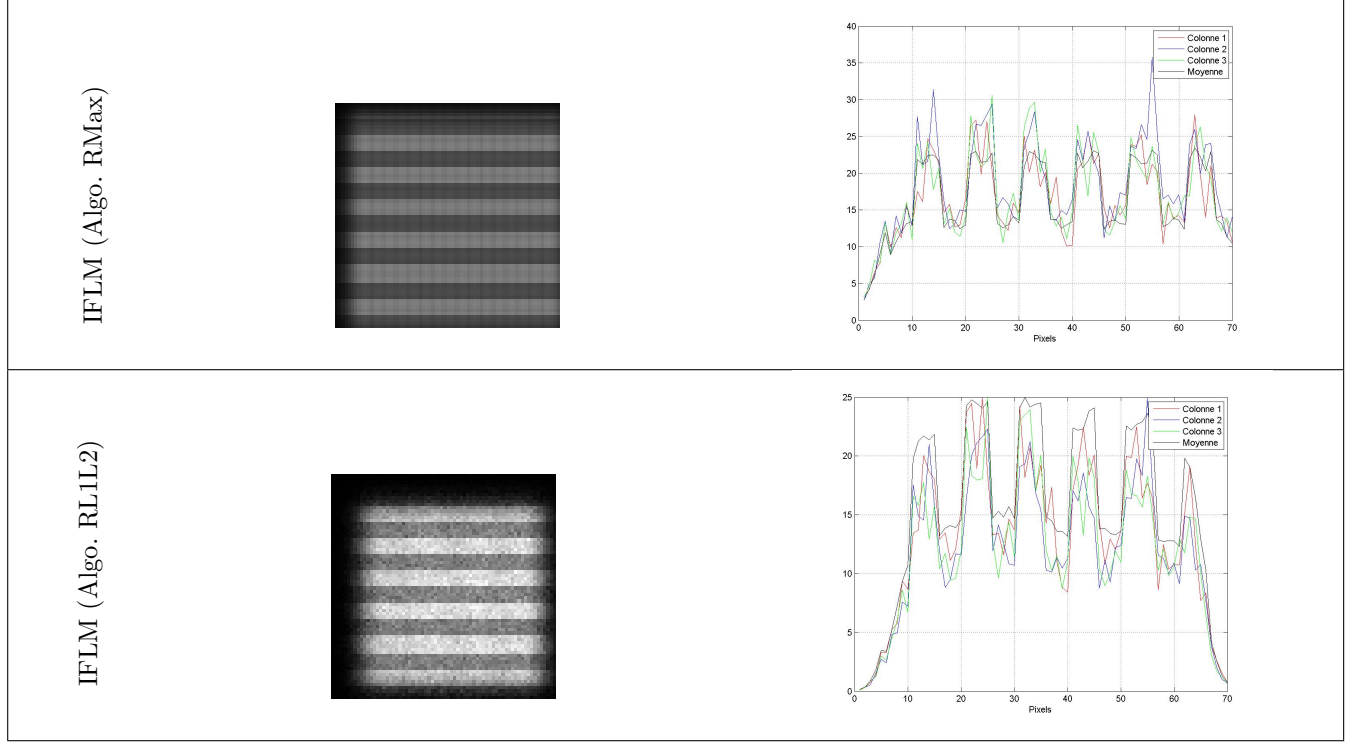


TABLE 5.31 – A gauche : Images et coupes associées pour de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, et l'image IFLM reconstruite. L'écart entre les scans est ici de 3 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit poissonien de variance égale à 25. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

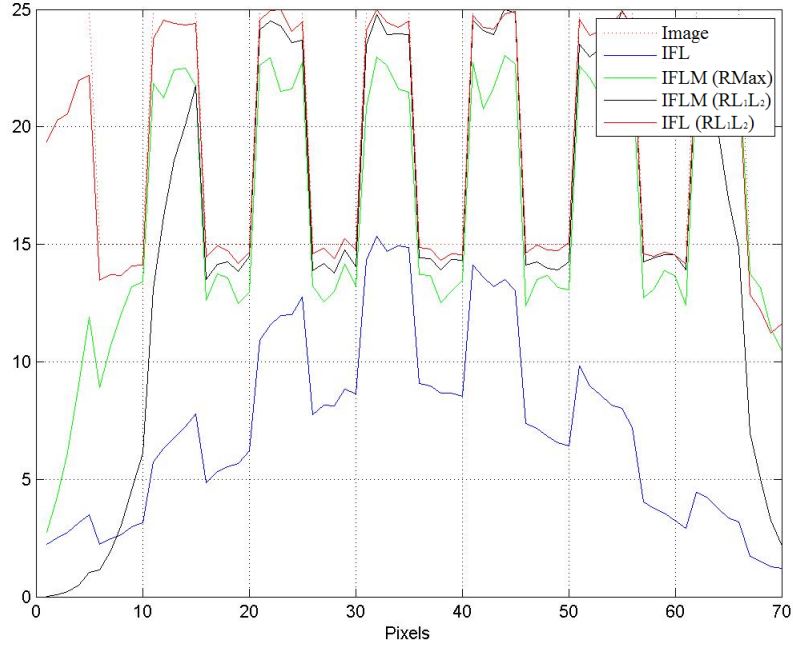


FIGURE 5.19 – Coupes moyennes des images de la Table 5.31 : coupe moyenne résultante d’un IFL (σ_i de la gaussienne 35 pixels) avant restauration, coupe moyenne de l’IFL après restauration avec l’algorithme RL1L2, coupe moyenne obtenue d’un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l’ensemble des illuminations (σ_i de la gaussienne d’illumination = 8 pixels), et coupe moyenne de l’IFLM reconstruite avec l’algorithme RL1L2. L’écart entre les scans est ici de 3 pixels. Chaque scan est multiplié par un bruit de poisson de variance égale à 25. La courbe « image » correspond à la coupe moyenne de l’image Table 5.2.

Cas IFLM Pas (pixels) bruit N° de bande	8 25							3 25						
	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,00	0,08	0,14	0,27	0,29	0,42	0,67	0,00	0,14	0,20	0,20	0,20	0,24	0,23
Colonne 2	0,00	0,21	0,09	0,20	0,27	0,33	0,60	0,00	0,29	0,25	0,17	0,20	0,21	0,29
Colonne 3	0,00	0,20	0,14	0,38	0,33	0,34	0,67	0,00	0,25	0,33	0,24	0,29	0,20	0,31
Moyenne	0,00	0,23	0,09	0,26	0,33	0,33	0,60	0,00	0,29	0,29	0,24	0,24	0,29	0,29

Cas IFLM reconst. Pas bruit N° de bande	8 25							3 25						
	1	2	3	4	5	6	7	1	2	3	4	5	6	7
Colonne 1	0,00	0,18	0,33	0,33	0,23	0,30	0,71	0,00	0,17	0,29	0,23	0,29	0,25	0,55
Colonne 2	0,00	0,26	0,28	0,33	0,25	0,30	0,70	0,00	0,20	0,23	0,27	0,30	0,31	0,43
Colonne 3	0,00	0,20	0,23	0,39	0,33	0,26	0,71	0,00	0,14	0,25	0,33	0,24	0,17	0,55
Moyenne	0,00	0,21	0,25	0,31	0,24	0,24	0,70	0,00	0,19	0,27	0,27	0,28	0,27	0,60

TABLE 5.32 – Contrastes calculés par bandes sur les images des Tables 5.29 et 5.31 à l’aide de l’équation (5.4). Les colonnes 1, 2 et 3 représentent les lignes horizontales (en jaunes) de la Table 5.2 sur lesquelles le calcul du contraste est fait. La moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l’image. Chaque scan est multiplié par un bruit de poisson de variance égale à 25. Les écarts entre les scans sont de 8 et 3 pixels.

Nous constatons que dans le cas où le niveau de photons est de 25 au maximum, :

- **dans le cas de l'IFL** : la reconstruction RL1L2 réduit fortement l'effet de dôme mais le bruit est très important, les fluctuations d'intensité sont plus importantes. Le contraste moyen (proche de 0,23) est légèrement inférieur au contraste de l'objet (0,25). Il est par contre assez fluctuant d'une colonne à l'autre (varie entre 0,19 et 0,33).
- **dans le cas de l'IFLM** : lorsque l'écart entre scans est petit ($d = 3$ pixels), les valeurs moyennes du contraste sont meilleures (plus stables) que dans le cas où l'on a $d = 8$ pixels. La restauration RL1L2 apporte un gain au contraste par rapport à l'IFL. Les valeurs restent cependant plus élevées que dans le cas Table 5.20.

Après restauration RL1L2, l'IFLM est moins sensible au bruit de photons que l'IFL. Il y a une amélioration du contraste et une légère diminution du bruit avec l'IFLM, ce qui n'est pas le cas avec l'IFL.

Conclusion sur l'évaluation physique d'une illumination mosaïque

Nous avons évalué l'impact d'une illumination mosaïque et de sa restauration sur une mire à barres par rapport à une illumination gaussienne plein champ. Pour cela, nous avons étudié l'influence de l'écart entre les scans et du niveau de bruit du système (bruits de photons et de lecture). La démarche a consisté à étudier l'évolution du contraste de la mire.

De cette étude, nous avons montré qu'une illumination mosaïque est fortement affectée par le bruit de lecture. Plus le niveau du bruit de lecture est important, plus il devient difficile de reconstruire l'image globale. Pour le bruit de photons les deux systèmes ont les mêmes comportements. Toutefois, le système IFL est plus sensible au bruit de photons que le système IFLM. De plus, nous avons montré qu'une illumination mosaïque dépend de l'écart entre les scans. En effet, plus l'écart entre les scans est grand, plus le contraste de l'objet est perturbé. Les barres de la mire qui sont mal éclairées ne sont pas visibles.

La distance entre les scans doit être de l'ordre du rayon à $(1/e)^2$ en intensité.

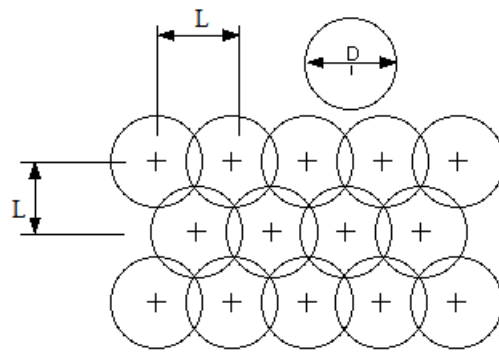
Pour optimiser l'éclairage global IFLM de la scène, il est préférable de faire un balayage en quinconce. Un résultat est montré Table 5.33 : le niveau du signal moyen est plus élevé et la restauration est meilleure (en comparaison avec les résultats de la Table 5.17).

En conclusion, nous pouvons dire que pour avoir une restauration adaptée de la scène dans le cas d'un système IFLM, nous devons prendre en compte deux choses :

- la distance entre les scans : elle doit être inférieure ou égale à la distance correspondant au rayon de l'illumination (à $(1/e)^2$).
- les scans doivent être en quinconce : de manière à recouvrir suffisamment la scène avec un niveau de signal conséquent et ainsi éviter l'augmentation de bruit de lecture avec la restauration. Ce type de balayage est tout à fait réalisable avec les systèmes de balayage que nous avons sélectionnés et présentés dans le Chapitre 2.

La figure 5.20 donne un exemple du dispositif optimal à adapter au système IFLM.

Balayage en quinconce



D = demi-largeur à $1/e^2$ de l'intensité de l'illumination

FIGURE 5.20 – Disposition en quinconce des illuminations laser qui assure un balayage optimal du système IFLM.

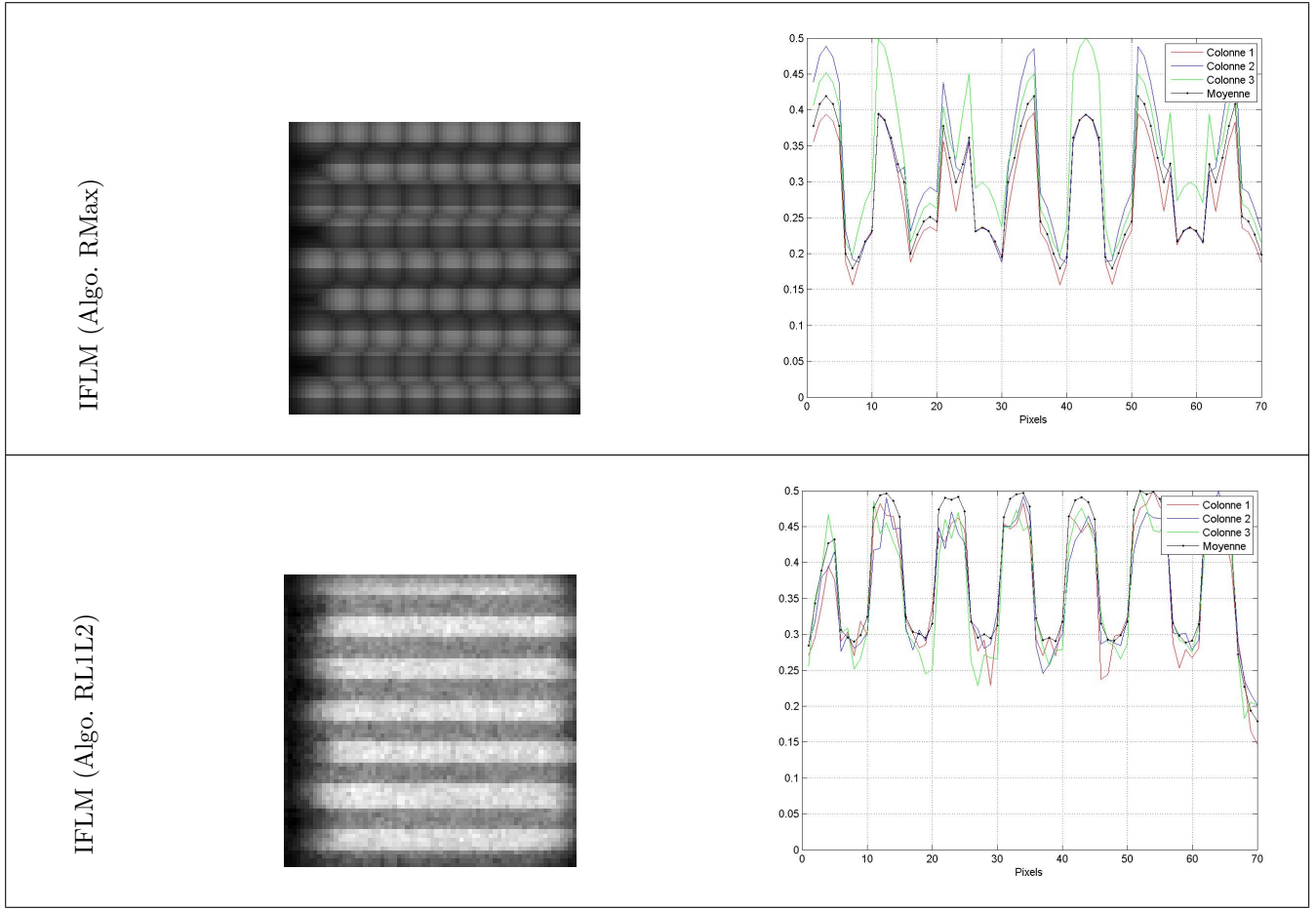


TABLE 5.33 – A gauche : Images et coupes associées pour un $\sigma_b^2 = 0,001$, de haut en bas : l'image obtenue d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des illuminations, le balayage est en quinconce et l'image IFLM reconstruite. L'écart entre les scans est ici de 8 pixels. A droite : Profils verticaux 1, 2 et 3 de l'image ont été extraits et tracés. Un profil moyen par lignes horizontales des pixels de l'image a également été ajouté.

5.3 Évaluation de RSB et du contraste de l'IFLM en comparaison avec IFL

5.3.1 Définition du cas de référence

Après avoir défini une disposition des illuminations laser qui assure un balayage optimal du système IFLM, nous allons évaluer les performances du système IFLM en comparaison avec l'IFL conventionnel.

Afin de comparer ses performances, un cas de scénario de référence pour les deux systèmes est simulé par le modèle direct détaillé au chapitre 5, en condition capteur de nuit. L'objet d'intérêt est situé à une distance qui varie entre 1 *km* et 4 *km* de l'imageur. La taille du champ de vue du capteur est restreinte à 8,5 *mrad*. Nous avons considéré une taille de pixel de 33 μm et un diamètre de pupille de 20 *cm*. La puissance et la longueur d'onde laser sont respectivement de 14 *mJ* et 1,57 μm . Cette énergie plutôt faible pour un OPO correspond à celle de systèmes compact refroidi s par air. Le niveau de turbulence moyen varie entre $C_n^2 = 1.10^{-17} m^{-2/3}$ et $C_n^2 = 1.10^{-13} m^{-2/3}$. Nous considérons un bruit de lecture compris entre 1 et 100 électrons et les objets considérés sont des mires (typ.

critère de Jonhson).

Cas de référence d'une IFL

Le cas de référence d'IFL est défini par les données physiques suivantes :

Paramètres	
Objets	Mire de réflectance uniforme ($\rho = 0,3$) et Mire à sept paires de barre ($\rho_{min} = 0,3$ et $\rho_{max} = 0,5$)
Taille de l'objet	$2,3 \times 2,3 \text{ m}$
Turbulence	On suppose la turbulence constante sur le trajet de propagation (propagation horizontale)
Faisceau gaussien	14 mJ
Divergence du faisceau	5 mrad
Caméra FOV	$8,5 \text{ mrad}$
Diamètre pupille	200 mm
Focale	$0,6 \text{ m}$
iFOV Pixel	$33 \text{ } \mu\text{rad}$
Longueur d'onde	$1,57 \text{ } \mu\text{m}$
Taux de répétition	20 Hz

Cas de référence d'une IFLM

Pour pouvoir comparer le nouveau concept d'IFLM à l'IFL conventionnel, nous avons considéré la même puissance laser moyenne et la même densité de puissance crête pour les deux systèmes. Pour évaluer l'impact de la divergence (paramètre libre de l'IFLM) nous considérons les triplets divergences/énergies suivants/taux de répétition : $[1,2 \text{ mrad}, 800 \text{ } \mu\text{J}, 320 \text{ Hz}]$, $[800 \text{ } \mu\text{rad}, 360 \text{ } \mu\text{J}, 720 \text{ Hz}]$, $[480 \text{ } \mu\text{rad}, 130 \text{ } \mu\text{J}, 2 \text{ kHz}]$, $[300 \text{ } \mu\text{rad}, 50 \text{ } \mu\text{J}, 5,8 \text{ kHz}]$ à la distance de propagation de 1 ; 1,5 ; 2,5 et 4 km respectivement. Ainsi, le cas de référence d'IFLM est défini par les données physiques suivantes :

Paramètres	
Objets	Mire de réflectance uniforme ($\rho = 0,3$) et Mire à sept paires de barre ($\rho_{min} = 0,3$ et $\rho_{max} = 0,5$)
Taille de l'objet	$2,3 \times 2,3 \text{ m}$
Caméra FOV	$8,5 \text{ mrad}$
Turbulence	On suppose la turbulence constante sur le trajet de propagation (propagation horizontale)
Faisceau gaussien	$0,80 ; 0,36 ; 0,13 \text{ et } 0,05 \text{ mJ}$
Divergence du faisceau	$1,2 ; 0,80 ; 0,48 \text{ et } 0,30 \text{ mrad}$
Diamètre pupille	200 mm
Focale	$0,6 \text{ m}$
iFOV Pixel	$33 \text{ } \mu\text{rad}$
Longueur d'onde	$1,55 \text{ } \mu\text{m}$
Taux de répétition	$320, 720, 2000, 5800 \text{ Hz}$

Dans tous les cas le bruit de photons est pris en compte.

Cas simulés

Nous avons étudié l'influence des différents paramètres physiques, accessibles dans le modèle direct (distance source/objet, bruits capteur et niveau de turbulence), sur la qualité de l'image d'un IFLM. Trois cas sont alors simulés :

- **Cas 1 :** nous regardons l'influence de la distance source/objet sur la qualité de l'image obtenue par un système d'imagerie (IFL et IFLM) et restaurée, ce cas est supposé sans turbulence.

nom du fichier	$C_n^2(m^{-2/3})$	Bruits capteur (électron)	Distance de propagation
1km_Cn30_1e_MU	1.10^{-30}	1	1 km
1,5km_Cn30_1e_MU	1.10^{-30}	1	1,5 km
2,5km_Cn30_1e_MU	1.10^{-30}	1	2,5 km
4km_Cn30_1e_MU	1.10^{-30}	1	4 km

- **Cas 2 :** nous étudions à une distance source/objet de 1,5 km, l'influence de la turbulence atmosphérique sur la qualité de l'image obtenue par un système d'imagerie (IFL et IFLM) et l'image restaurée.

nom du fichier	$C_n^2(m^{-2/3})$	Bruits capteur (électron)	Distance de propagation	$r_0(m)$	σ_x^2
1km_Cn17_1e_MU	1.10^{-17}	1	1,5 km	7,11	$4,15.10^{-5}$
1km_Cn16_1e_MU	1.10^{-16}	1	1,5 km	1,78	$4,15.10^{-4}$
1km_Cn15_1e_MU	1.10^{-15}	1	1,5 km	0,45	$4,15.10^{-3}$
1km_Cn515_1e_MU	5.10^{-15}	1	1,5 km	0,17	0,02
1km_Cn14_1e_MU	1.10^{-14}	1	1,5 km	0,11	0,04

- **Cas 3 :** nous estimons à une distance source/objet de 2,5 km, l'influence du bruit de lecture sur la qualité de l'image obtenue par un système d'imagerie (IFL et IFLM) et l'image restaurée, avec différents niveaux de turbulence.

nom du fichier	$C_n^2(m^{-2/3})$	Bruits capteur (électron)	Distance de propagation	r_0	σ_x^2
2,5km_Cn17_1e_MU	1.10^{-17}	1	2,5 km	5,20	$1,06.10^{-4}$
2,5km_Cn16_1e_MU	1.10^{-16}	1	2,5 km	1,31	$1,06.10^{-3}$
2,5km_Cn15_1e_MU	1.10^{-15}	1	2,5 km	0,38	0,01
2,5km_Cn515_1e_MU	5.10^{-15}	1	2,5 km	0,13	0,05
2,5km_Cn14_1e_MU	1.10^{-14}	1	2,5 km	0,08	0,11
2,5km_Cn17_10e_MU	1.10^{-17}	10	2,5 km	5,20	$1,06.10^{-4}$
2,5km_Cn16_10e_MU	1.10^{-16}	10	2,5 km	1,31	$1,06.10^{-3}$
2,5km_Cn15_10e_MU	1.10^{-15}	10	2,5 km	0,38	0,01
2,5km_Cn515_10e_MU	5.10^{-15}	10	2,5 km	0,13	0,05
2,5km_Cn14_10e_MU	1.10^{-14}	10	2,5 km	0,08	0,11
2,5km_Cn17_100e_MU	1.10^{-17}	100	2,5 km	5,20	$1,06.10^{-4}$
2,5km_Cn16_100e_MU	1.10^{-16}	100	2,5 km	1,31	$1,06.10^{-3}$
2,5km_Cn15_100e_MU	1.10^{-15}	100	2,5 km	0,38	0,01
2,5km_Cn515_100e_MU	5.10^{-15}	100	2,5 km	0,13	0,05
2,5km_Cn14_100e_MU	1.10^{-14}	100	2,5 km	0,08	0,11

Pour chaque simulation, nous calculons le rapport signal sur bruit (RSB) sur une mire de réflectance uniforme, et la sensibilité au contraste sur mire à sept paires de barre.

5.3.2 Étude du RSB sur une mire uniforme

Démarche

Nous étudions l'évolution du RSB dans les différents cas définis en 1.3.1. Le rapport RSB est évalué théoriquement à partir de l'équation 5.1 et sur les données modélisées après traitement par l'équation 5.2 sur une mire uniforme de taille $2,3 \times 2,3 \text{ m}$. [Table 5.34]

Dans le cas d'une illumination mosaïque, les scans recouvrent la totalité (et un plus) de la mire. Les rectangles rouges sur l'image [Table 5.34] représentent la zone sur laquelle les scans sont faits. Les carrés bleus quant à eux délimitent la zone sur laquelle la restauration de l'image est faite. Le RSB est calculé sur les pixels de la mire (carré gris).

A 1 km , la mire est de résolution spatiale 70×70 pixels. A $1,5 \text{ km}$, elle ne contient plus que 49×49 pixels, à $2,5 \text{ km}$ 28×28 pixels et à 4 km 17×17 pixels.




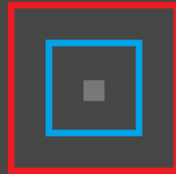
	$L = 1 \text{ km}$	$L = 1,5 \text{ km}$	$L = 2,5 \text{ km}$	$L = 4 \text{ km}$
Mire uniforme ($\rho = 0,3$)				

TABLE 5.34 – De gauche à droite : Image passive à $1, 1,5, 2,5$ et 4 km . Carrés rouges : zones où les scans sont faits. Carrés bleus : zones considérées pour la restauration de l'image. Le RSB est calculé sur les pixels de la mire (carré gris).

Cas 1 : Variation de la distance source/objet

Résultats obtenus

Dans la Table 5.35, le niveau de turbulence moyen est très faible, $C_n^2 = 1.10^{-30} m^{-2/3}$ et les bruits de lecture et de photons négligeables. De haut en bas : nous fournissons pour chaque distance source/objet, l'image résultante d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des imagerie (restauration de l'image totale par l'algorithme RMax), l'image résultante d'un IFLM et reconstruite avec RL1L2, l'image obtenue par simulation d'un IFL (une seule illumination laser) avant restauration, et l'image IFL après restauration avec RL1L2.

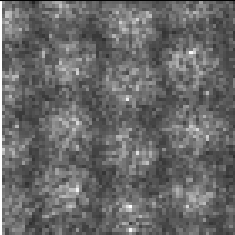
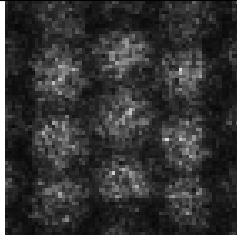
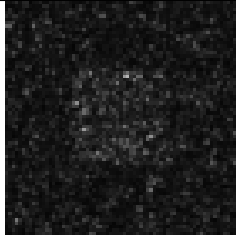
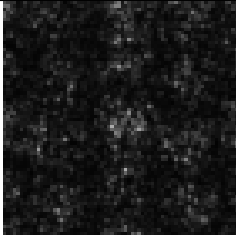
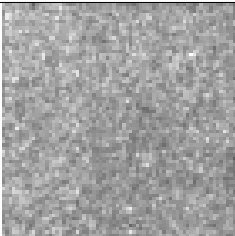
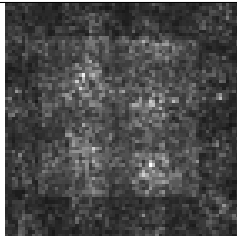
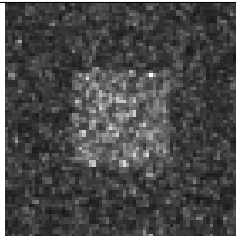
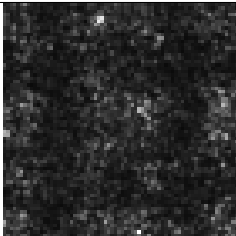
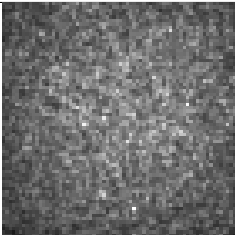
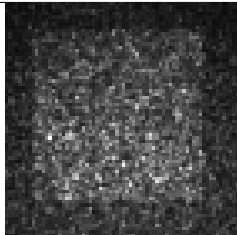
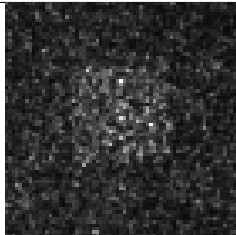
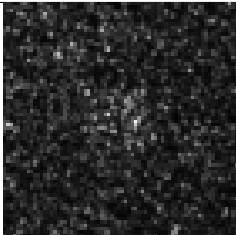
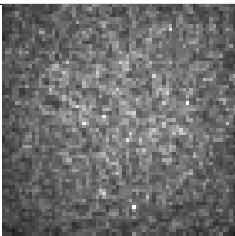
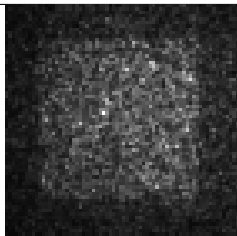
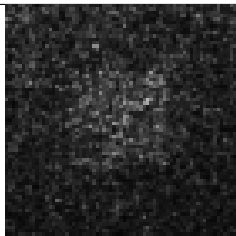
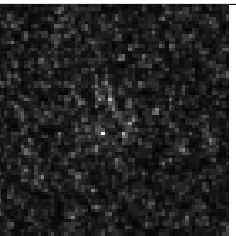
	$L = 1 \text{ km}$	$L = 1,5 \text{ km}$	$L = 2,5 \text{ km}$	$L = 4 \text{ km}$
IFLM (RMax)				
IFLM (RL1L2)				
IFL				
IFL (RL1L2)				

TABLE 5.35 – Variation de la distance source/objet hors effets turbulents et bruits capteur.

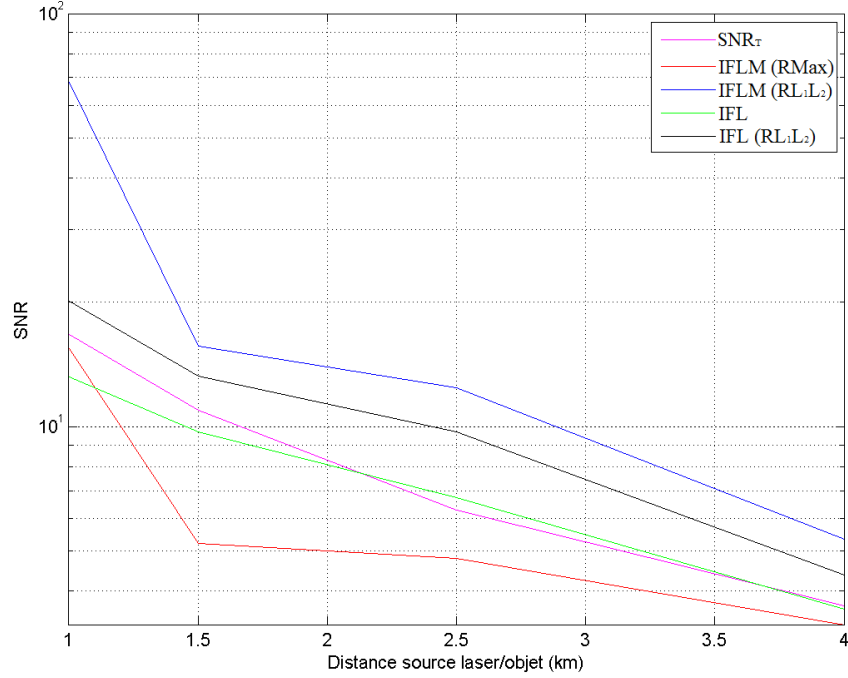


FIGURE 5.21 – Courbe RSB calculé et mesuré en fonction de la distance de propagation du laser. $C_n^2 = 1.10^{-30} m^{-2/3}$ et $\sigma_b = 1$.

Comparaison des effets de la distance source/objet sur la qualité et restauration de l'image

L'influence sur le niveau de signal en fonction de la distance entre l'imageur et la mire est reproduite sur le graphique 5.21.

Nous constatons :

- **Dans le cas d'un IFLM (Algo. RMax)** : l'effet de dôme n'est pas aussi visible sur les images à longue portée (2,5 et 4 km) que sur les images obtenues à plus courte portée (1 et 1,5 km). La valeur du RSB diminue avec la distance source/mire. Il passe de 14 à 1 km à moins de 4 au delà de 2,5 km et est inférieur au RSB théorique. Ceci s'explique par le fait que comme l'éclairage de la mire n'est pas uniforme (effet dôme des scans), le σ_f^2 de l'équation 5.2 augmente et le RSB calculé devient plus petit que sa valeur théorique.
- **Dans le cas d'un IFL** : La qualité de l'image n'est pas suffisante. Le signal est limité par le capteur. La valeur du RSB est toutefois plus élevée que pour l'IFLM. Il passe de 12 à 1 km à 5 à 3,2 km. Le RSB reproduit bien la courbe théorique du RSB.
- **Dans le cas de la restauration RL1L2 de l'image** : pour les deux systèmes, nous observons une amélioration de la qualité de l'image après restauration. L'effet de dôme sur l'image est supprimé et la valeur du RSB augmente (d'un facteur 2 pour l'IFL et d'un facteur 7 pour l'IFLM). La reconstruction permet de montrer un gain (qui est constant) dans la gamme étudiée.

Nous avons donc vu l'influence du RSB qui diminue avec la distance de propagation du faisceau laser. Le RSB de l'IFL reproduit bien le RSB théorique. Le RSB de l'IFLM (RMax) est quant à lui plus faible que le RSB théorique.

Dans les deux cas, la reconstruction permet un gain du RSB. Celui-ci semble être plus important dans le cas de l'IFLM que dans le cas de l'IFL.

Cas 2 : Variation de la turbulence

Résultats obtenus

Table 5.36, la distance entre l'imageur et l'objet d'intérêt est de $1,5 \text{ km}$. Le niveau de turbulence varie quant à lui entre $C_n^2 = 1.10^{-30}$, 1.10^{-15} , 1.10^{-14} , 5.10^{-14} et $1.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$. De haut en bas : nous fournissons pour chaque image, l'image résultante d'un IFLM (où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des imagerie, algorithme RMax), l'image résultante d'un IFLM après restauration avec la méthode RL1L2, l'image d'un système de flash laser classique avant restauration, et l'image après restauration RL1L2.

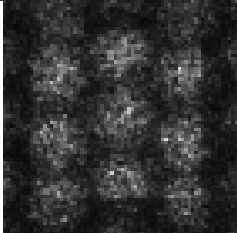
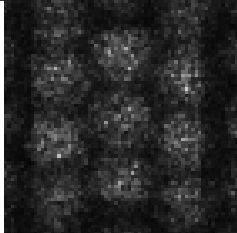
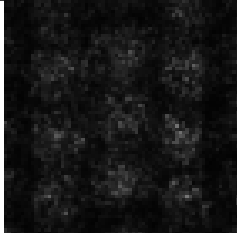
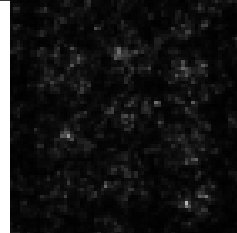
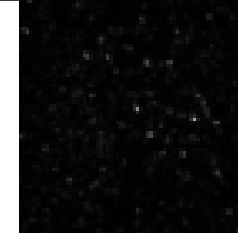
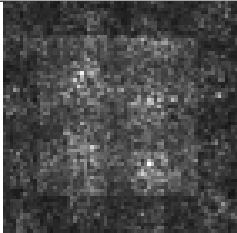
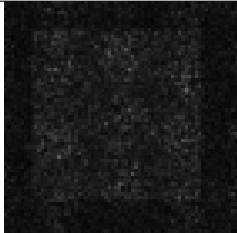
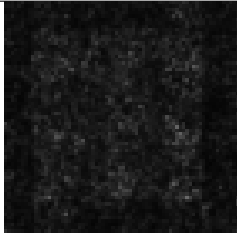
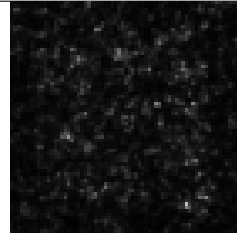
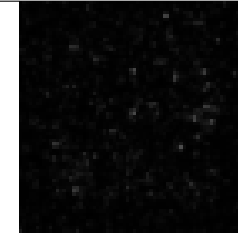
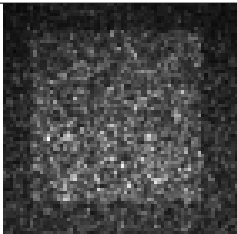
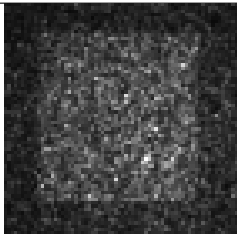
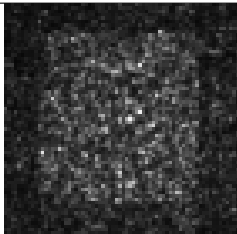
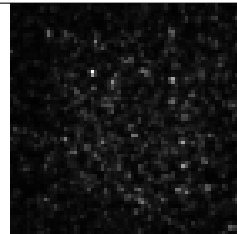
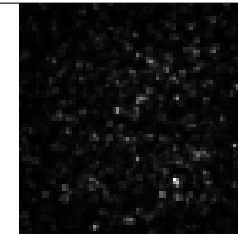
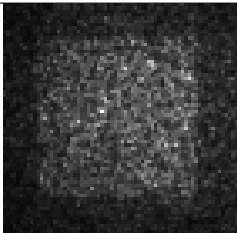
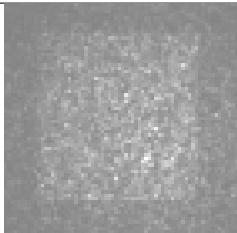
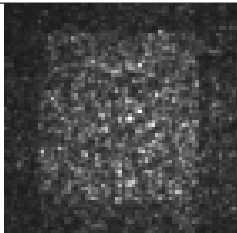
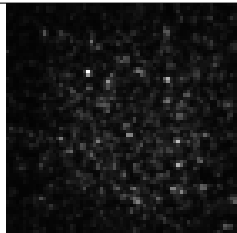
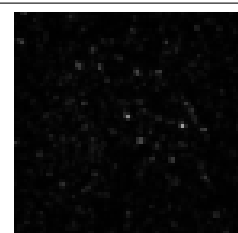
	$C_n^2 = 1.10^{-30}$	$C_n^2 = 1.10^{-15}$	$C_n^2 = 1.10^{-14}$	$C_n^2 = 5.10^{-14}$	$C_n^2 = 1.10^{-13}$
IFLM (RMax)					
IFLM (RL1L2)					
IFL					
IFL (RL1L2)					

TABLE 5.36 – Variation de la turbulence atmosphérique à 1.5 km hors effet des bruits capteur.

Comparaison des effets de la turbulence atmosphérique sur la qualité et restauration de l'image

Le graphique 5.22 trace les courbes de RSB en fonction du niveau de turbulence atmosphérique.

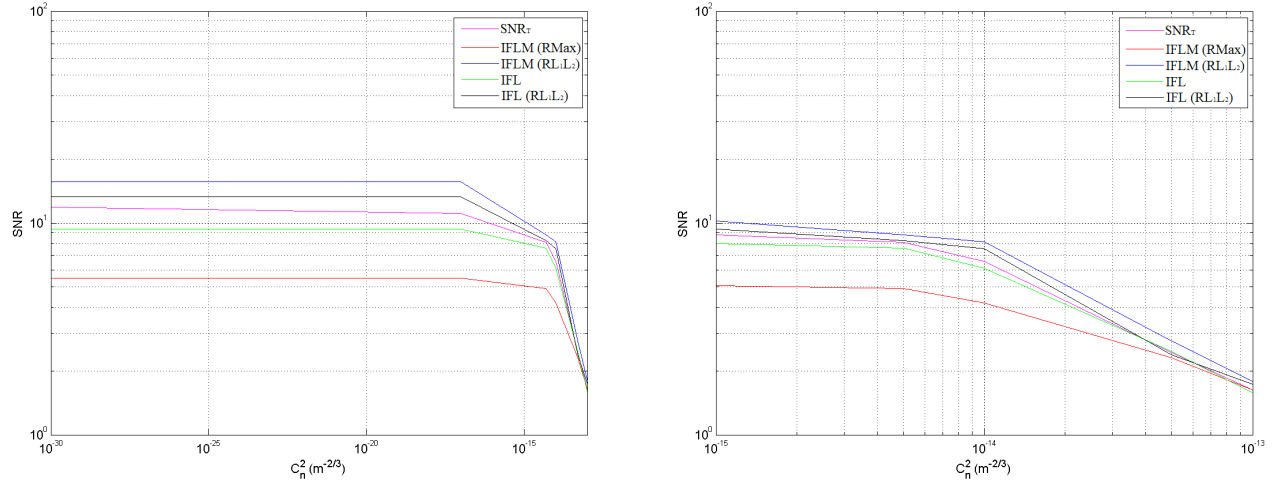


FIGURE 5.22 – Courbes **RSB** calculées et mesurées en fonction de la turbulence atmosphérique. La distance source laser / mire est de 1,5 km. A droite : zoom entre $C_n^2 = 10^{-15}$ et $10^{-13} m^{-2/3}$

Nous constatons :

- **Dans le cas de l'IFLM (Algo. RMax)** : les effets de la turbulence apparaissent sur l'image à partir de $C_n^2 = 1.10^{-14} m^{-2/3}$. On observe un élargissement du dôme sur l'image instantanée. La valeur du RSB diminue lorsque la turbulence atmosphérique augmente. Nous observons une très forte dégradation de l'image à partir de $C_n^2 = 1.10^{-13} m^{-2/3}$.
- **Dans le cas d'un IFL** : la mire est beaucoup moins visible dès que la turbulence augmente. Nous observons une très forte dégradation de l'image à partir de $C_n^2 \geq 1.10^{-13} m^{-2/3}$. Les valeurs RSB sont faibles.
- **Dans le cas de la restauration RL1L2 de l'image** : jusqu'à $C_n^2 \leq 1.10^{-14} m^{-2/3}$, la restauration de l'image améliore la qualité de l'image : la valeur du RSB augmente pour les deux systèmes. Ensuite toutes les restaurations donnent le même résultat, avec un léger gain de l'IFLM avec RL1L2.

On voit donc que les quatres méthodes se comportent de manière similaire avec ou sans traitement. Le RSB mesuré suit la courbe théorique et décroît avec la turbulence du fait de la scintillation. Cette turbulence se fait sentir au delà de $C_n^2 = 10^{-15} m^{-2/3}$ ($\sigma_x^2 \geq 0,02$) pour la distance ici de 1,5 km.

Cas 3 : Variation de la turbulence et du bruits capteur

Résultats obtenus

Afin d'alléger la présentation, seuls les résultats avec un bruit capteur de 1 électron [Table 5.37] et un bruit capteur de 100 électrons [Table 5.38] sont présentés ici. La distance entre l'imageur et la mire d'intérêt est de 2,5 km. Le niveau de turbulence moyen est ici de $C_n^2 = 1.10^{-17}$ et $1.10^{-15} m^{-2/3}$. Afin d'étudier également l'effet du bruit de photons sur l'image et la restauration, l'énergie laser émise équivalente de l'IFL varie quant à elle de 20, 14 et 4 mJ. De même que pour pouvoir comparer le nouveau concept d'IFLM à un IFL conventionnel, nous avons considéré la même densité de puissance laser et la même puissance moyenne pour les deux systèmes. De haut en bas : nous fournissons pour chaque image, l'image résultante d'un IFLM (où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des imagerie), l'image résultante d'un IFLM après restauration avec la méthode RL1L2,

l'image obtenue pour un système de flash laser classique avant restauration, et l'image avec restauration.

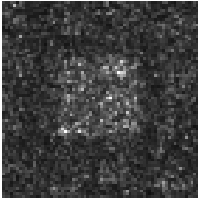
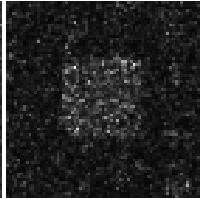
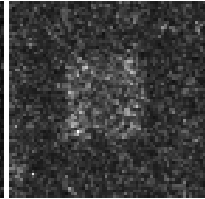
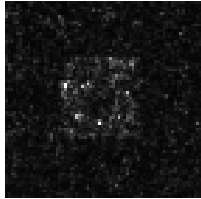
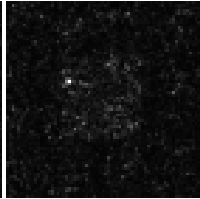
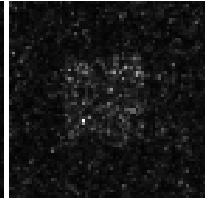
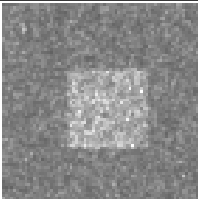
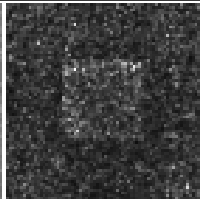
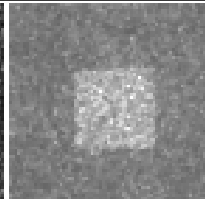
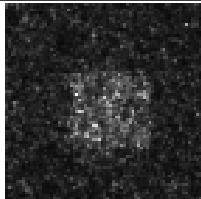
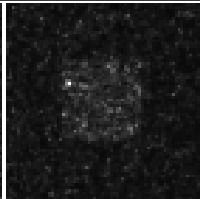
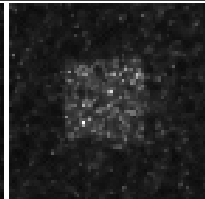
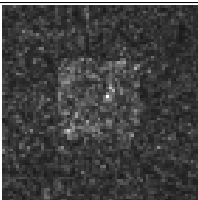
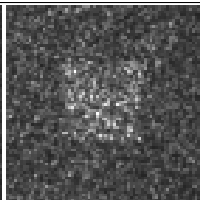
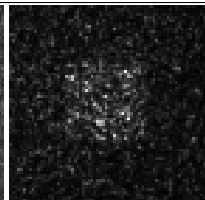
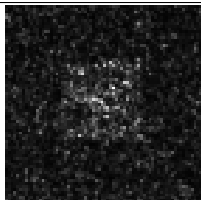
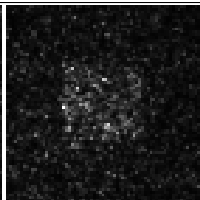
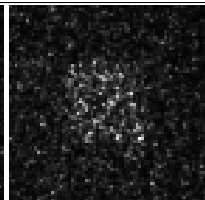
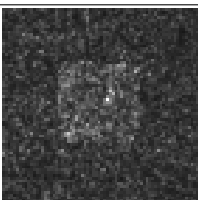
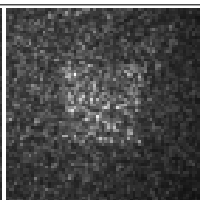
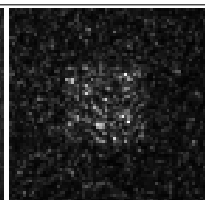
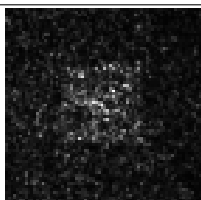
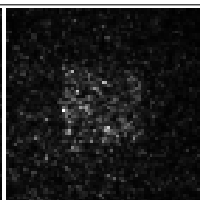
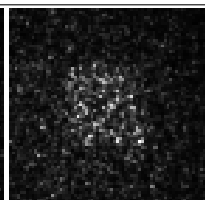
	$C_n^2 = 1.10^{-17} \quad m^{-2/3}$			$C_n^2 = 1.10^{-15} \quad m^{-2/3}$		
	$E = 20 \text{ mJ}$	$E = 14 \text{ mJ}$	$E = 4 \text{ mJ}$	$E = 20 \text{ mJ}$	$E = 14 \text{ mJ}$	$E = 4 \text{ mJ}$
IFLM (RMMax)						
IFLM (RL1L2)						
IFL						
IFL (RL1L2)						

TABLE 5.37 – Variation de l'énergie laser émise. A gauche : $C_n^2 = 1.10^{-17} \quad m^{-2/3}$ et à droite : $C_n^2 = 1.10^{-16} \quad m^{-2/3}$. La distance source/mire est de 2,5 km et le bruit capteur est de = 1 électrons.

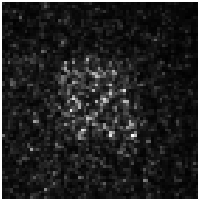
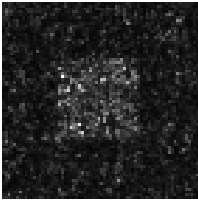
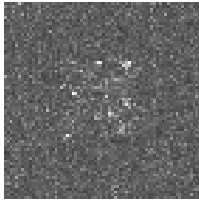
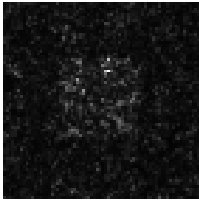
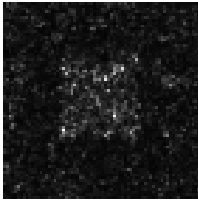
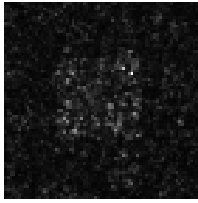
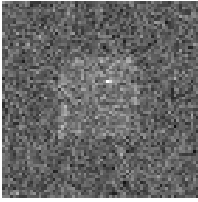
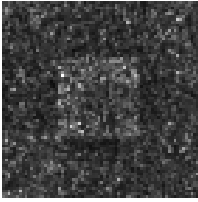
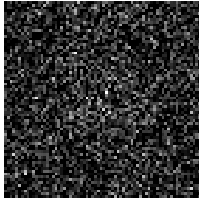
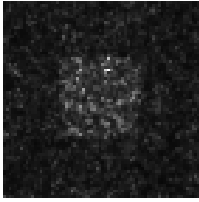
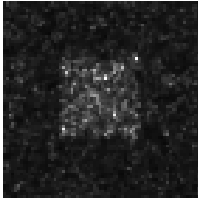
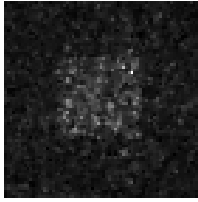
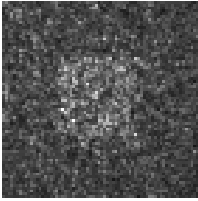
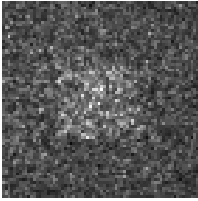
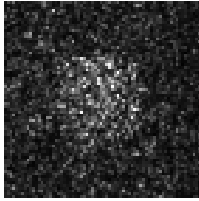
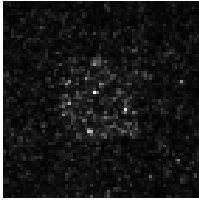
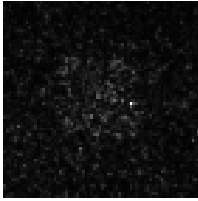
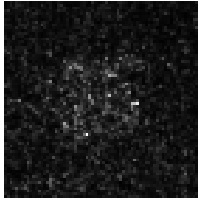
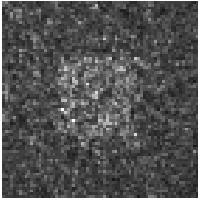
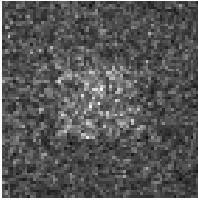
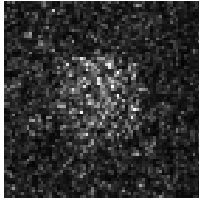
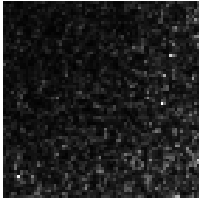
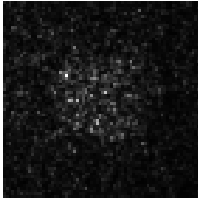
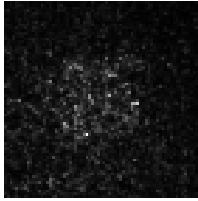
	$C_n^2 = 1.10^{-17} \quad m^{-2/3}$			$C_n^2 = 1.10^{-15} \quad m^{-2/3}$		
	$E = 20 \text{ mJ}$	$E = 14 \text{ mJ}$	$E = 4 \text{ mJ}$	$E = 20 \text{ mJ}$	$E = 14 \text{ mJ}$	$E = 4 \text{ mJ}$
IFLM (RMax)						
IFLM (RL1L2)						
IFL						
IFL (RL1L2)						

TABLE 5.38 – Variation de l'énergie laser émise. A gauche : $C_n^2 = 1.10^{-17} \quad m^{-2/3}$ et à droite : $C_n^2 = 1.10^{-16} \quad m^{-2/3}$. La distance source/mire est de $2,5 \text{ km}$ et le bruit capteur est de $= 100$ électrons.

Comparaison des effets des bruits capteur sur la qualité de l'image et la restauration de l'image

Le graphique 5.23 donne les courbes de **RSB** en fonction du C_n^2 , du niveau de l'énergie laser émise et du niveau de bruit de lecture.

Nous constatons que :

- **Dans le cas de l'IFLM (Algo. RMax)**, la visibilité de la mire sur l'image diminue lorsque l'on augmente le niveau de bruit de lecture. Par contre nous observons une augmentation de celle-ci avec l'énergie laser émise. A partir de $C_n^2 = 1.10^{-15} m^{-2/3}$, les effets de turbulence prédominent sur l'image.
- **Dans le cas de l'IFL**, A $C_n^2 = 1.10^{-17} m^{-2/3}$, l'effet du capteur est visible aussi bien sur l'image acquise avec une énergie laser par pulse de 20 mJ que sur l'image acquise avec une énergie de 4 mJ. A partir de $C_n^2 = 1.10^{-15} m^{-2/3}$, les effets de la turbulence apparaissent sur l'image et l'ajout d'un bruit de lecture élevé diminue la visibilité de la mire.
- **Dans le cas de la restauration RL1L2 de l'image**, nous distinguons trois niveaux de turbulence : $C_n^2 < 1.10^{-15}$, $1.10^{-15} \leq C_n^2 \leq 1.10^{-14}$ et $C_n^2 > 1.10^{-14}$. Jusqu'à $C_n^2 = 1.10^{-15}$ on n'est pas limité par la turbulence, la restauration corrige essentiellement l'effet de dôme et des bruits capteur sur l'image. Il y a une augmentation du RSB après restauration. Pour $1.10^{-15} \leq C_n^2 \leq 1.10^{-14}$, l'image après restauration de l'IFL est identique à une image avant restauration. Le RSB n'augmente plus alors qu'il augmente dans le cas d'une IFLM restaurée. Il y a donc un gain de l'IFLM avec RL1L2. A partir de $C_n^2 > 1.10^{-14}$, l'effet de la scintillation prédomine fortement sur l'effet de dômes et sur les bruits capteur. Le RSB d'une image après restauration est identique au RSB de l'image avant restauration dans le cas des deux imageurs. La restauration de l'image apporte peu.

Nous voyons donc que pour les cas où $E = 20$ et 14 mJ, c'est essentiellement la turbulence qui domine dans l'évaluation du RSB (les courbes théoriques sont similaires), puis le niveau du bruit de lecture. Les courbes mesurées ont dans les quatre cas les même comportements.

Pour le cas où $E = 4$ mJ, le bruit de photons est prépondérant jusqu'à $C_n^2 \geq 10^{-16} m^{-2/3}$, ensuite c'est la turbulence qui a un impact sur l'image. L'effet du bruit de lecture reste quant à lui faible. Dans ces conditions, le cas IFLM restauré est le meilleur : ce qui confirme les résultats du paragraphe précédent où nous avons montré que l'IFLM était moins sensible au bruit de photons que l'IFL.

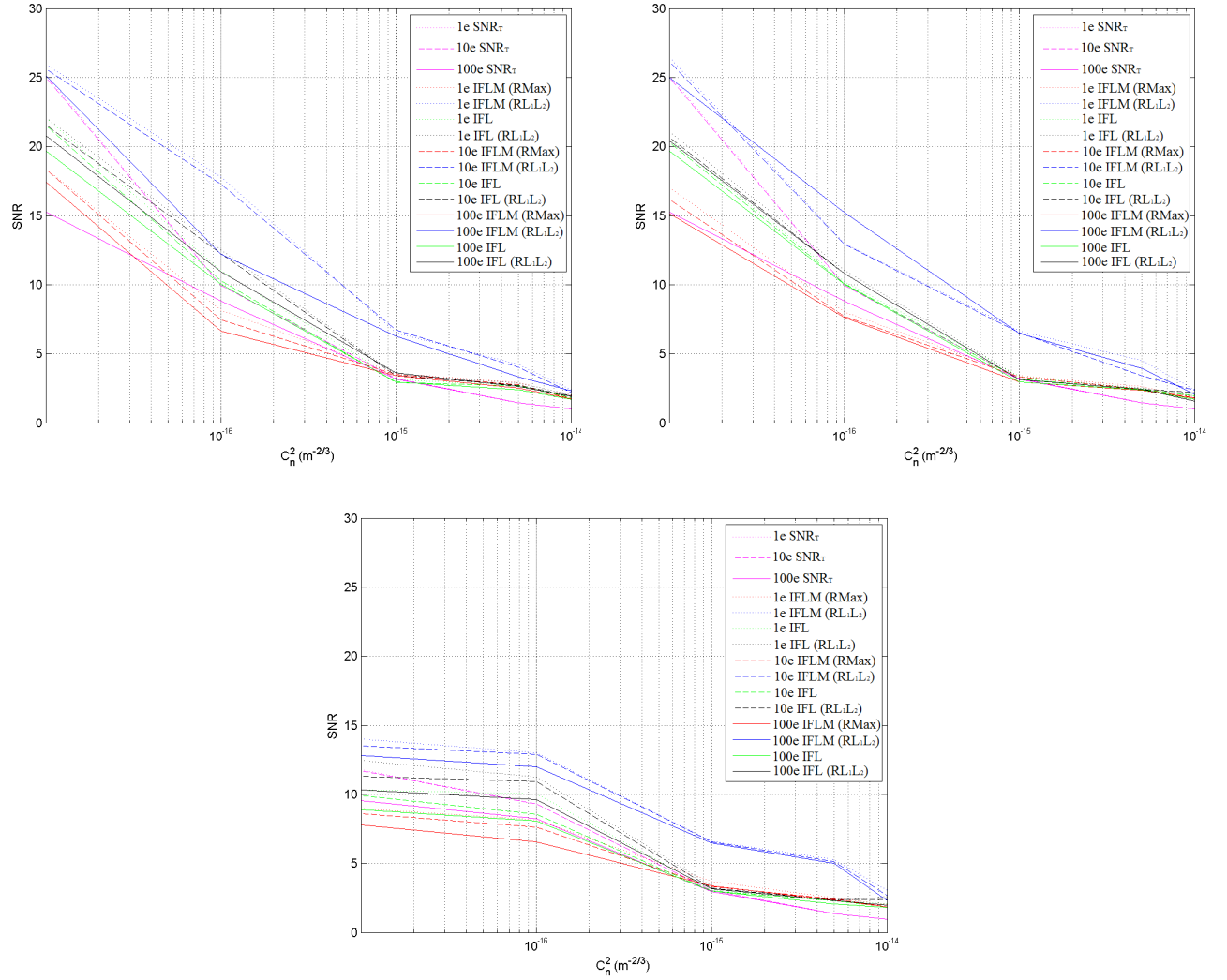


FIGURE 5.23 – Courbes S/B calculées en fonction de la turbulence atmosphérique pour trois niveaux d'énergie émise. De gauche à droite : $E_{laser} = 20, 14$ et 4 mJ . La distance source laser / mire est ici de $2,5 \text{ km}$ et les bruits capteur varie de 1, 10 et 100 électrons.

Conclusion sur le RSB

Les travaux ont porté sur l'influence des effets de la turbulence atmosphérique et du niveau de bruit sur le capteur, sur le RSB dans le cas du nouveau concept IFLM par rapport à un IFL conventionnel. Afin de restreindre le nombre de calculs, nous nous sommes focalisés sur un scénario d'intérêt. Le champ de vue de l'instrument d'étude a été limité à $8,5 \text{ mrad}$. L'étude a été menée sur une mire uniforme de taille $2,3 \times 2,3 \text{ m}^2$ et de réflectivité 0,5 (avec un fond de réflectivité 0,3).

Nous avons montré que :

- dans le cas où l'IFLM est limitée par la turbulence (cas où $E = 14$ ou 20 mJ), la restauration RL1L2 de l'image permet d'augmenter le RSB du système.
- dans le cas où l'IFLM est limitée par le flux (cas où $E = 4 \text{ mJ}$), la restauration RL1L2 n'améliore pas le

bruit de scintillation.

La formule théorique proposée pour évaluer le RSB donne une bonne estimation de ce paramètre, mais ne tient pas compte des gains apportées par la restauration.

Le gain observé sur l'IFLM est en grande partie induit par la réduction importante de l'effet de dôme et le léger gain par rapport à l'IFL en présence de bruit de photons.

L'effet de la turbulence (scintillation) ne semble pas être réduit par la restauration. L'effet de la turbulence dépend du niveau de flux du laser illuminateur (bruit de photons \geq scintillation).

5.3.3 Étude du contraste sur une mire sept paires de lignes

Démarche

Le contraste c est calculé sur une mire avec sept paires de barres de réflectance minimum de 0,3 et de luminance maximum de 0,5 (éq. 5.4). Il est étudié pour une valeur moyenne par ligne verticale des pixels. La mire à barres est placée à une distance de 1 ; 1,5 et 2,5 km de l'imageur [Table 5.39] au centre du champ de vue de la caméra. Comme avec le calcul du RSB, nous étudions l'évolution du contraste à travers la variation de différents paramètres physiques accessibles dans le modèle direct.

La taille de la mire à 1 km est de 70×70 pixels avec 5 pixels de large sur chacune des barres. A 1,5 km , la mire ne fait plus que 49×49 pixels et la largeur de chaque barre est de 3,5 pixels. Enfin à 2,5 km , la résolution spatiale de la mire est de 28×28 pixels et 2 pixels recouvrent chaque barre de la mire. La mire est encore résolue par le système à cette distance.

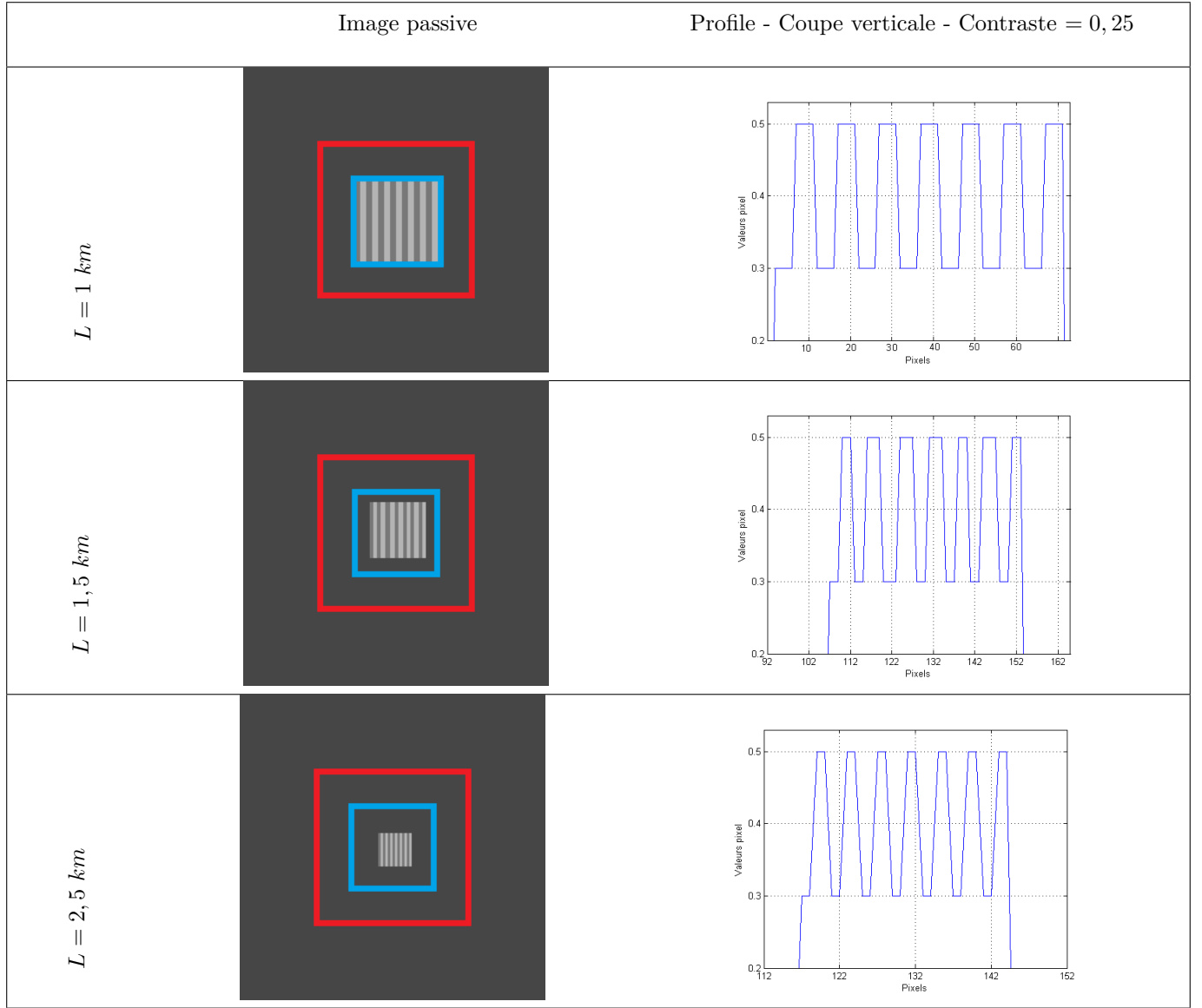


TABLE 5.39 – Image passive à 1, 1,5 et 2,5 km. Mire sept paires de ligne sur un fond gris de taille 256×256 pixels. Taille de la mire : 70×70 pixels à 1 km, 47×47 pixels à 1,5 km et 28×28 pixels à 2,5 km. Rectangles rouges : zones où les scans sont effectués ($8 \times 8 = 64$ scans). Rectangles bleus : zones où la restauration de l'image est faite.

Cas 1 : Variation de la distance source/objet (sans turbulence)

Résultats obtenus

Sur la figure 5.40, nous considérons les triplets divergences/énergies/Taux de répétition de l'IFLM suivants : $[1,2 \text{ mrad}, 800 \mu\text{J}, 320 \text{ Hz}]$, $[800 \mu\text{rad}, 360 \mu\text{J}, 720 \text{ Hz}]$, $[480 \mu\text{rad}, 130 \mu\text{J}, 2 \text{ kHz}]$ à la distance de propagation de 1 ; 1,5 ; et 2,5 km respectivement. Pour pouvoir comparer le nouveau concept d'IFLM à un IFL conventionnel, nous avons considéré la même puissance laser moyenne et la même densité de puissance pour les deux systèmes. Le niveau de turbulence moyen est ici très faible $C_n^2 = 1.10^{-30} \text{ m}^{-2/3}$ et $E = 14 \text{ mJ}$. Les images sont simulées avec du bruit de photons et de speckle. De haut en bas : nous fournissons pour chaque distance source/objet, l'image obtenue par simulation d'un IFL (une seule illumination laser) avant restauration, l'image IFL après restauration, l'image résultante d'un IFLM où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des imagette (restau-

ration de l'image totale par l'algorithme RMax), et l'image résultante d'un IFLM et reconstruite avec la deuxième méthode de restauration RL1L2.

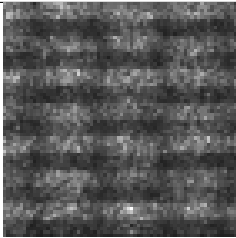
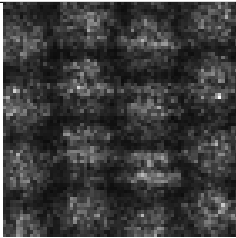
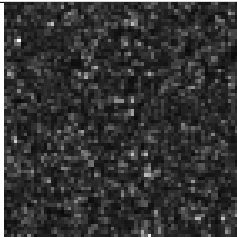
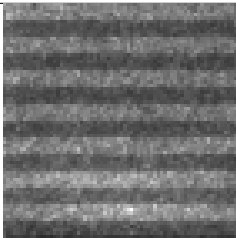
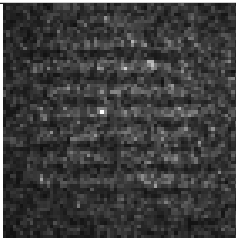
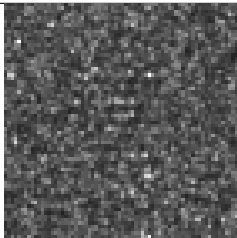
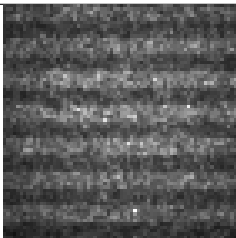
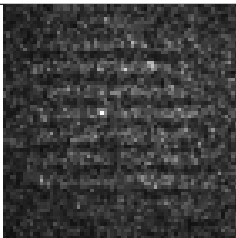
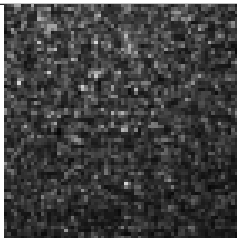
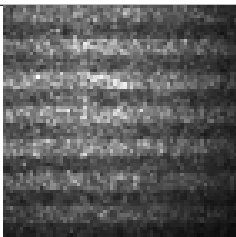
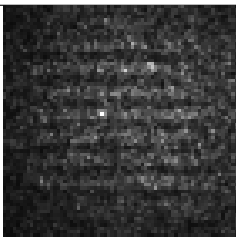
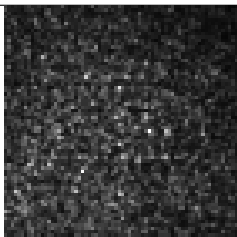
	$L = 1 \text{ km}$		$L = 1,5 \text{ km}$		$L = 2,5 \text{ km}$	
IFLM (RMax)						
IFLM (RL1L2)						
IFL						
IFL (RL1L2)						

TABLE 5.40 – Variation de la distance de propagation à $C_n^2 = 1.10^{-30} \text{ m}^{-2/3}$ hors effet des bruits capteur.

La Figure 5.24 trace les profils moyens des images de la Table 5.40 et les valeurs du contraste en fonction des bandes sur l'image sont données Tables 5.41.

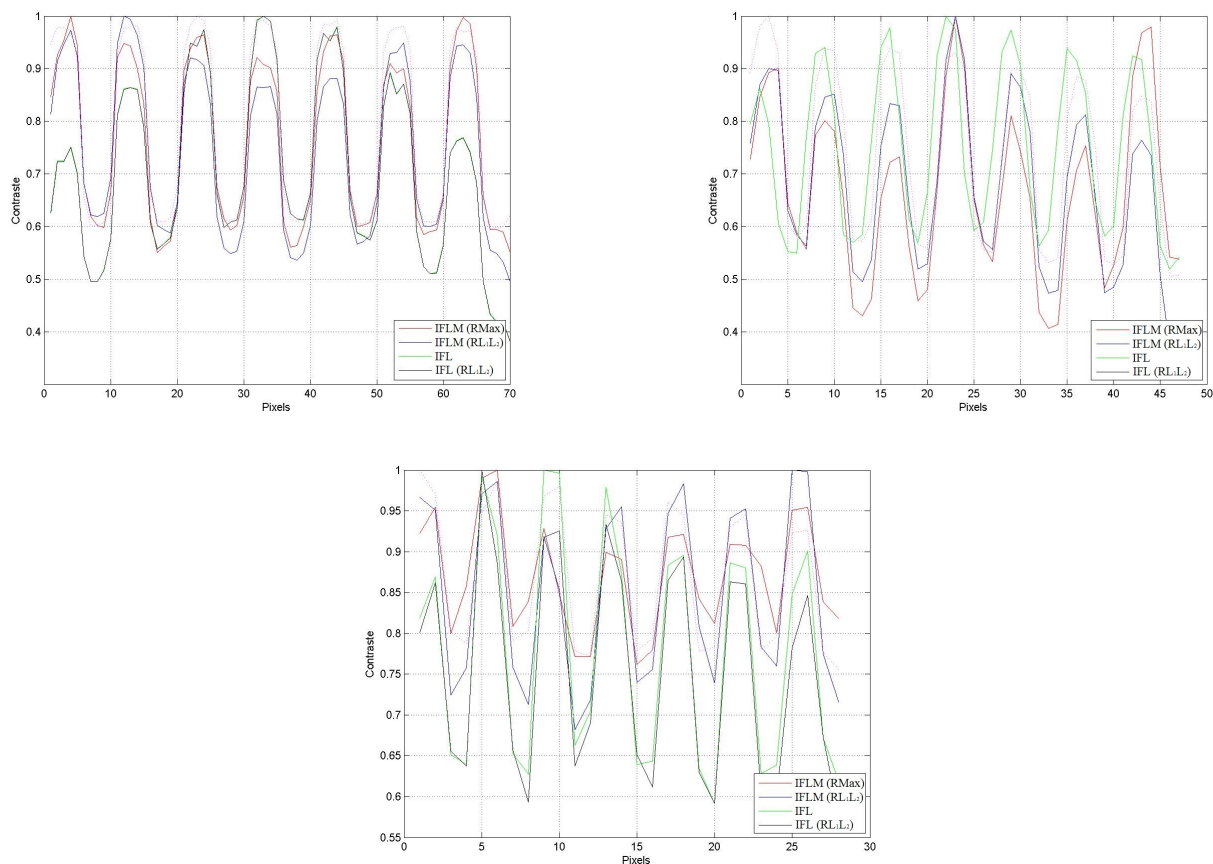


FIGURE 5.24 – Coupes moyennes associées aux images Tables 5.40 pour IFL, IFL reconstr., IFLM et IFLM reconstr. avec $L = 1, 1,5$ et $2,5$ km. Les profils moyens sont normés.

N° de bande	1 km								1,5 km							
	1	2	3	4	5	6	7	M	1	2	3	4	5	6	7	M
IFLM	0,25	0,26	0,23	0,22	0,23	0,25	0,25	0,24	0,20	0,28	0,22	0,33	0,30	0,20	0,26	0,26
IFLM Algo. RL1L2	0,20	0,25	0,23	0,21	0,20	0,22	0,24	0,22	0,20	0,26	0,23	0,29	0,26	0,23	0,20	0,24
IFL	0,18	0,20	0,23	0,25	0,23	0,26	0,26	0,23	0,21	0,24	0,23	0,25	0,23	0,22	0,24	0,23
IFL Algo. RL1L2	0,18	0,20	0,23	0,25	0,23	0,26	0,26	0,23	0,21	0,24	0,23	0,25	0,23	0,22	0,24	0,23

N° de bande	2,5 km							
	1	2	3	4	5	6	7	M
IFLM	0,09	0,10	0,08	0,08	0,06	0,06	0,08	0,09
IFLM Algo. RL1L2	0,12	0,13	0,14	0,12	0,15	0,11	0,14	0,13
IFL	0,13	0,19	0,18	0,15	0,20	0,13	0,18	0,17
IFL Algo. RL1L2	0,13	0,20	0,16	0,16	0,18	0,17	0,15	0,16

TABLE 5.41 – Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.40 à l’aide de l’équation (5.4). La valeur moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l’image. pour des distances de propagation de 1 ; 1,5 et 2,5 km.

Comparaison des effets de la distance source/objet sur la qualité de l’image et la restauration

En résumé, si nous traçons les valeurs des contrastes de chaque résultat en fonction de la bande sur la mire [Figure 5.25], nous constatons que :

- **Dans le cas de l’IFLM (Algo. RMax)**, la mire n’est pas aussi visible à longue portée (2,5 km) qu’à courte portée (1 et 1,5 km). Au delà de 1 km, nous identifions mal les sept paires de barre sur la mire. A 2,5 km, la mire n’est plus visible.
- **Dans le cas de l’IFL**, l’effet de dôme n’est pas très apparent sur la mire. A longue portée, la mire n’est plus visible. La valeur du contraste est plus faible que dans le cas du nouveau concept.
- **Dans le cas de la restauration RL1L2 de l’image**, dans les deux cas, nous observons une amélioration de la qualité de l’image après restauration. L’effet de dômes sur l’image est supprimé et la valeur du contraste augmente.

Nous avons vu qu’il y avait une chute de contraste avec la distance quelle que soit la méthode de restauration (importante pour l’IFLM avec RMax). Le signal est limité par le bruit du détecteur dans les deux cas (IFL et IFLM). Nous constatons un gain en terme de contraste après restauration de l’image.

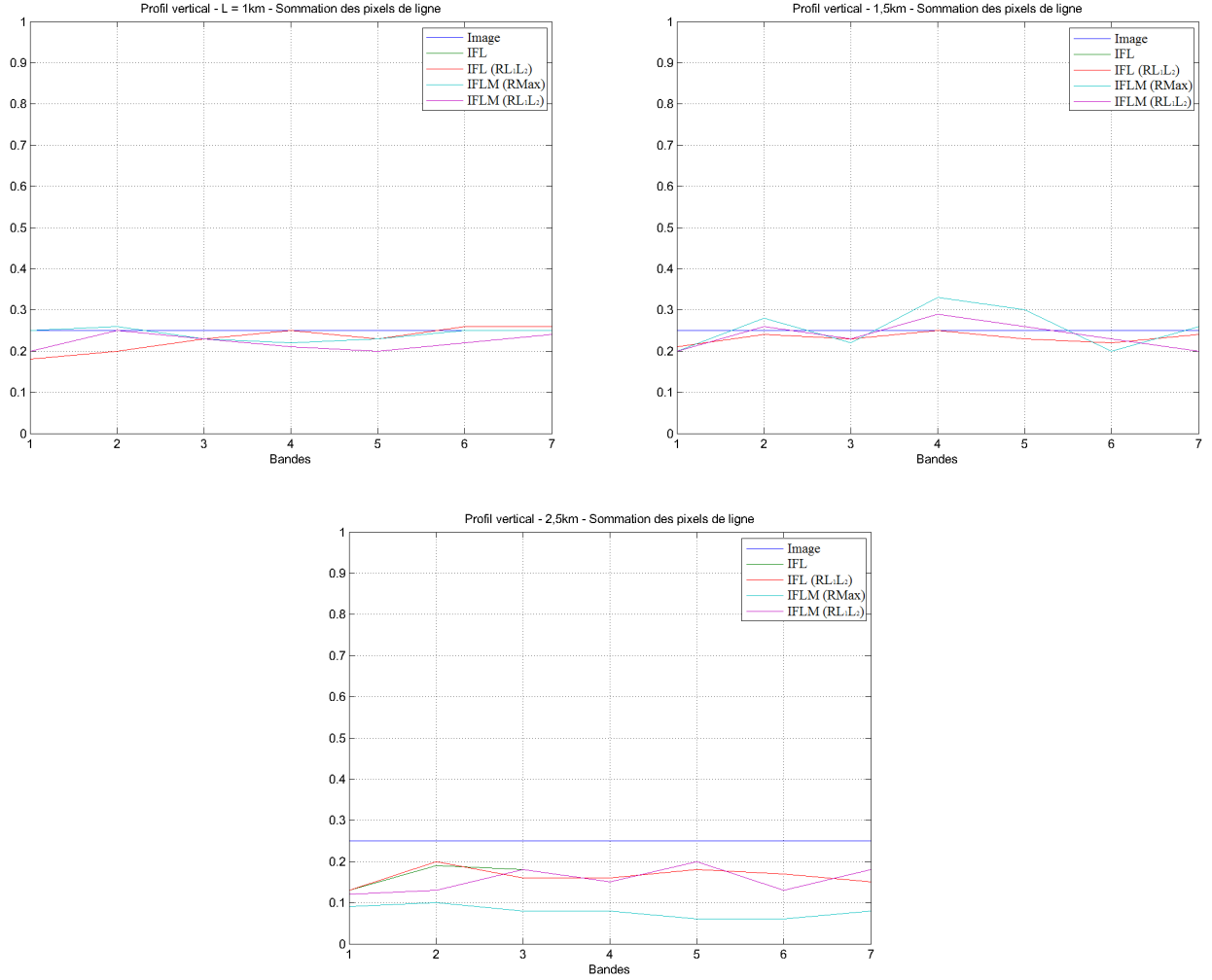


FIGURE 5.25 – Évolution du contraste en fonction de la distance de propagation (Cas1).

Cas 2 : Variation de la turbulence

Résultats obtenus

Nous regardons maintenant l'influence de la turbulence sur les valeurs de contraste de l'image. Dans la Table 5.42, la distance entre l'imageur et l'objet d'intérêt est de 1,5 km. La divergence du faisceau laser de l'IFLM est de $div = 800 \mu rad$ et le niveau de turbulence moyen varie de $C_n^2 = 1.10^{-30}$, 1.10^{-14} , 5.10^{-14} à $1.10^{-13} m^{-2/3}$. Le bruit capteur est estimé ici à 1 électron. De haut en bas : nous fournissons pour chaque image, l'image obtenue pour un système de flash laser classique avant restauration, puis l'image avec restauration, l'image résultante d'un IFLM (où chaque pixel correspond à la valeur maximale de l'ensemble des imagerie), et l'image résultante d'un IFLM après restauration avec la méthode RL1L2.

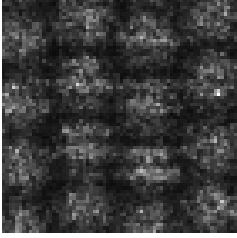
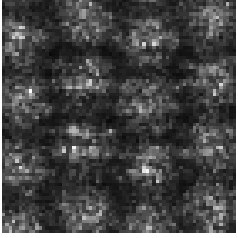
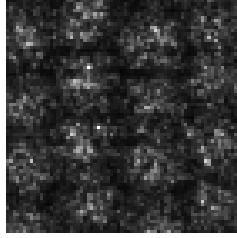
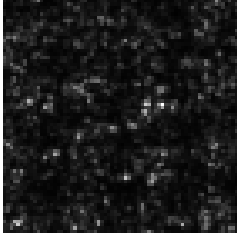
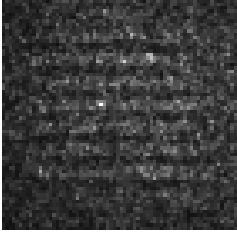
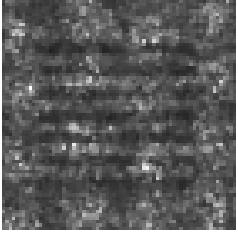
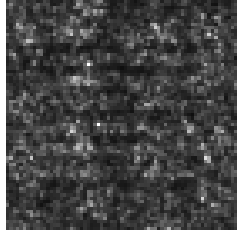
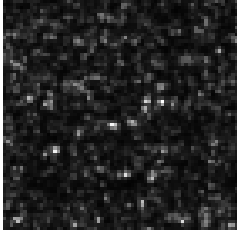
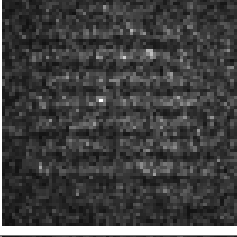
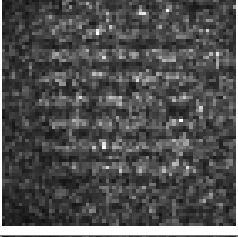
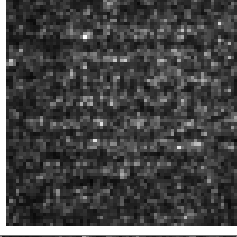
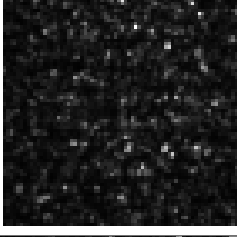
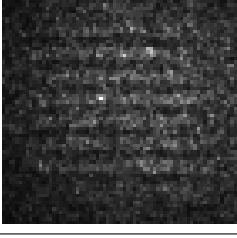
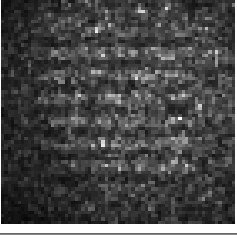
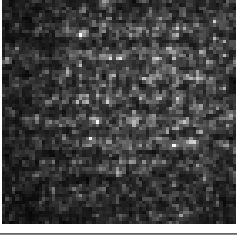
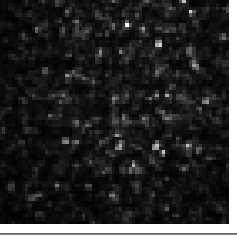
	$C_n^2 = 1.10^{-30}$	$C_n^2 = 1.10^{-14}$	$C_n^2 = 5.10^{-14}$	$C_n^2 = 1.10^{-13}$
ILFM (RMax)				
ILFM (RL1L2)				
ILF				
ILF (RL1L2)				

TABLE 5.42 – Variation de la turbulence atmosphérique à 1.5 *km* hors effet des bruits capteur.

La Figure 5.26 trace les profils moyens des images de la Table 5.42 et les valeurs de contraste sur chaque paire de barre sont données Table 5.43.

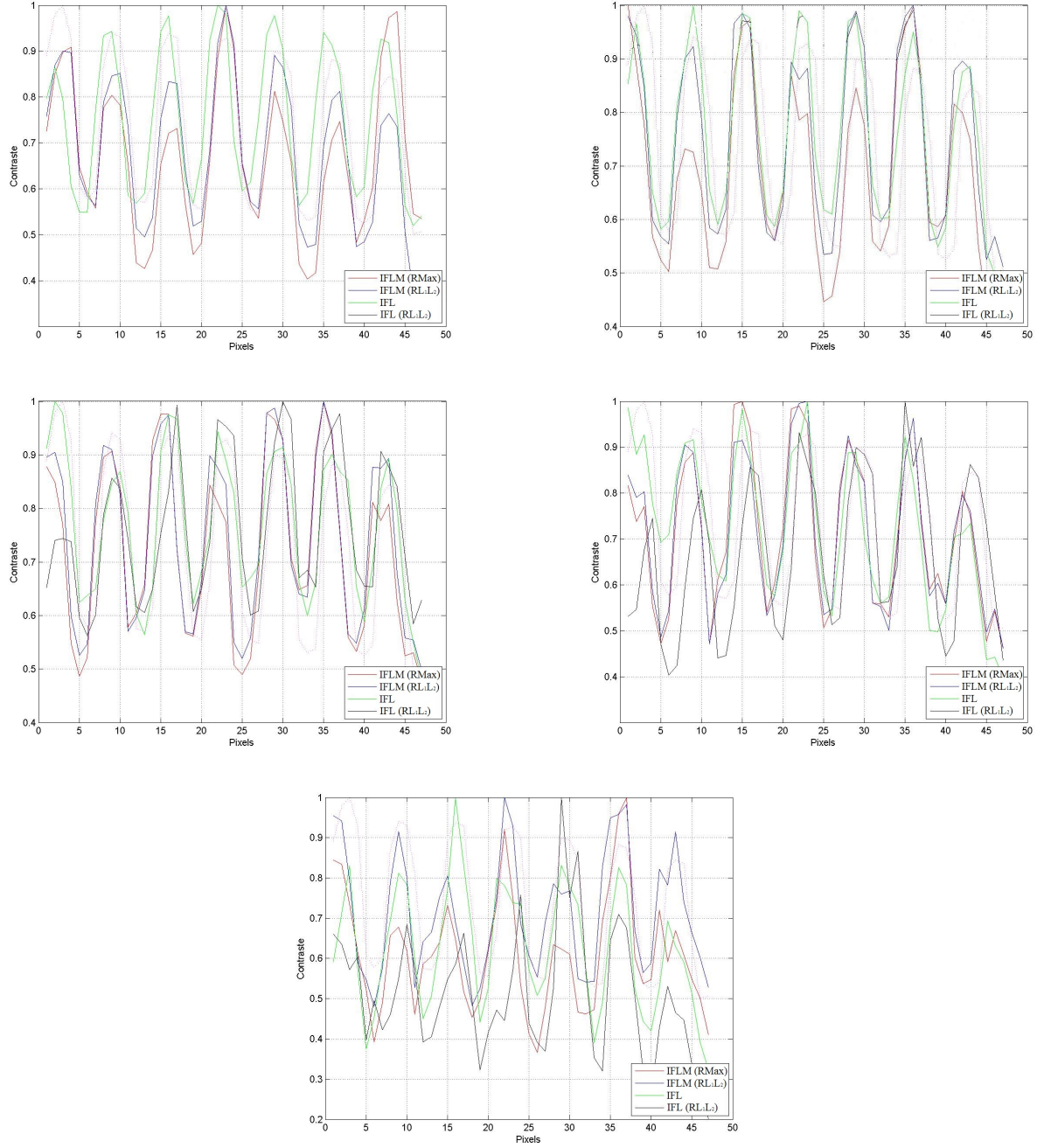


FIGURE 5.26 – Coupes associées aux images Table 5.42 pour IFL, IFL reconst., IFLM et IFLM reconst. avec $C_n^2 = 1.10^{-30}, 1.10^{-15}, 1.10^{-14}, 5.10^{-14}$ et $1.10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$.

N° de bande	$C_n^2 = 1.10^{-30} m^{-2/3}$								$C_n^2 = 1.10^{-14} m^{-2/3}$							
	1	2	3	4	5	6	7	M	1	2	3	4	5	6	7	M
IFLM	0,33	0,19	0,25	0,28	0,19	0,23	0,23	0,24	0,26	0,20	0,23	0,23	0,19	0,27	0,19	0,22
IFLM Algo. RL1L2	0,26	0,21	0,23	0,23	0,24	0,25	0,24	0,24	0,24	0,20	0,23	0,24	0,19	0,27	0,24	0,23
IFL	0,25	0,24	0,24	0,23	0,24	0,27	0,23	0,24	0,21	0,17	0,19	0,15	0,16	0,16	0,26	0,18
IFL Algo. RL1L2	0,25	0,24	0,24	0,23	0,24	0,27	0,23	0,24	0,11	0,17	0,19	0,23	0,20	0,23	0,17	0,19
N° de bande	$C_n^2 = 5.10^{-14} m^{-2/3}$								$C_n^2 = 1.10^{-13} m^{-2/3}$							
	1	2	3	4	5	6	7	M	1	2	3	4	5	6	7	M
IFLM	0,20	0,24	0,25	0,30	0,21	0,20	0,23	0,23	0,27	0,13	0,17	0,38	0,13	0,29	0,24	0,23
IFLM Algo. RL1L2	0,23	0,24	0,20	0,30	0,21	0,20	0,23	0,23	0,31	0,20	0,23	0,23	0,16	0,26	0,25	0,23
IFL	0,13	0,20	0,24	0,29	0,21	0,27	0,22	0,22	0,27	0,23	0,33	0,15	0,25	0,28	0,30	0,26
IFL Algo. RL1L2	0,17	0,27	0,26	0,23	0,24	0,33	0,26	0,25	0,20	0,22	0,30	0,26	0,40	0,33	0,30	0,29

TABLE 5.43 – Contrastes calculés par bandes sur les images de la Table 5.42 à l’aide de l’équation (5.4). La valeur moyenne des contrastes est calculée sur le profil moyen de l’image pour C_n^2 compris entre 1.10^{-30} et $1.10^{-13} m^{-2/3}$.

Comparaison des effets de la turbulence atmosphérique sur la qualité et restauration de l’image

Si nous traçons les valeurs des contrastes de chaque résultat en fonction des bandes sur la mire [Figure 5.27], nous constatons que :

- **Dans le cas de l’IFLM (Algo. RMax)**, lorsque le niveau de turbulence augmente, le contraste est de moins en moins stable sur l’image. Pour $C_n^2 < 5.10^{-14}$ la valeur du contraste reste proche de celle de la mire.
- **Dans le cas de l’IFL**, les valeurs du contraste sont plus stables que celles du nouveau concept. Cependant elles diminuent lorsque le niveau de turbulence augmente.
- **Dans le cas de la restauration RL1L2 de l’image**, pour $C_n^2 < 1.10^{-14} m^{-2/3}$, la restauration améliore la qualité de l’image. La valeur du contraste augmente pour les deux systèmes. Par contre lorsque $C_n^2 \geq 1.10^{-14} m^{-2/3}$, la restauration de l’image n’apporte pas de gain apparent sur l’image.

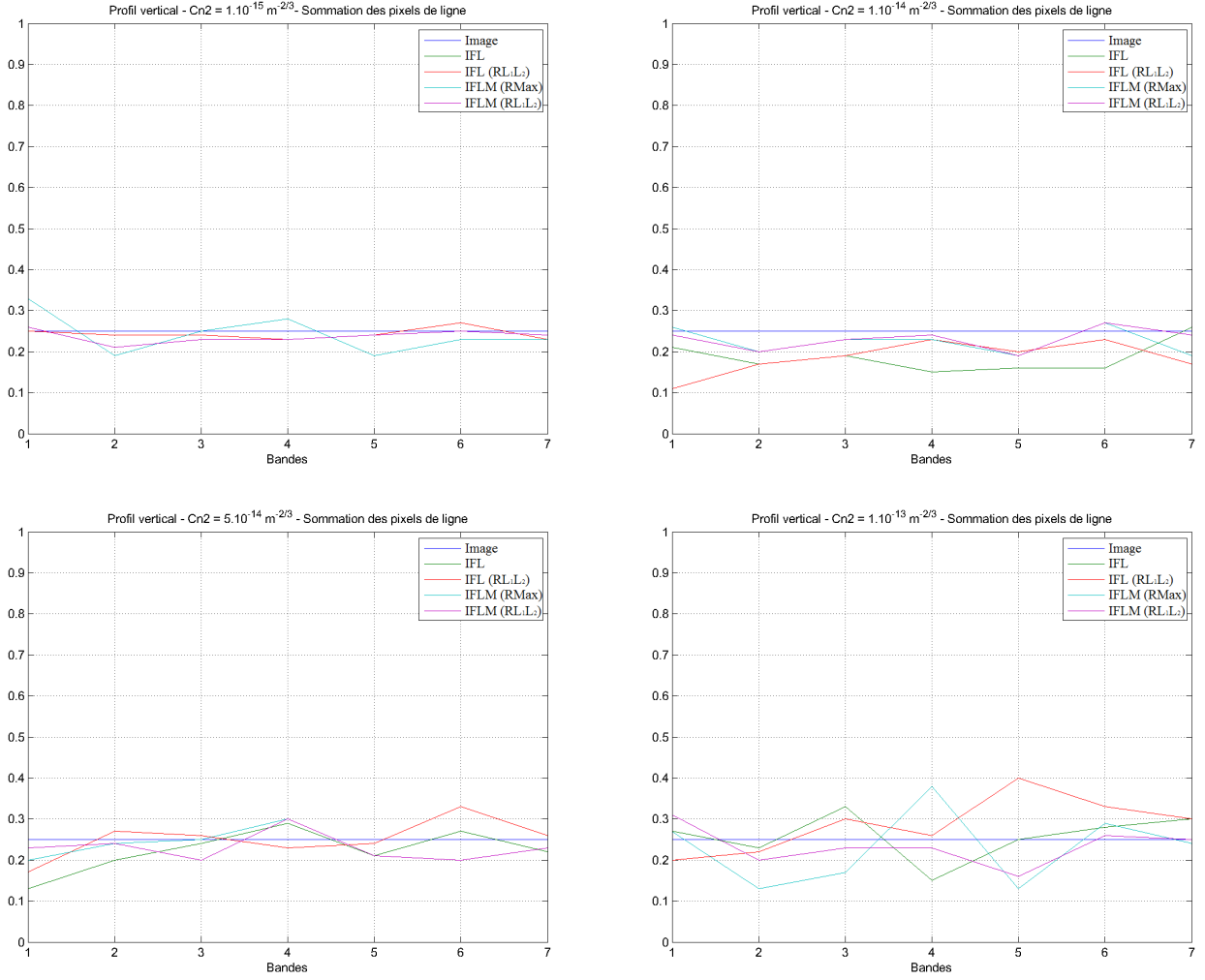


FIGURE 5.27 – Évolution du contraste en fonction du niveau de turbulence (Cas 2).

Conclusion sur le contraste

Nous avons étudié l'influence de la turbulence atmosphérique et du capteur sur le contraste de la mesure d'un système IFLM. Les résultats ont été comparés aux résultats obtenus dans le cas d'un système IFL conventionnel.

Nous avons montré que les deux systèmes avec restauration de l'image donnent un contraste stable sur l'ensemble de l'image dès lors que les effets de turbulence sur l'illumination sont faibles ($C_n^2 < 1.10^{-14} m^{-2/3}$). L'effet de dôme est bien corrigé. Ce gain est plus important dans le cas du nouveau concept que dans le cas d'un imageur conventionnel. Pour $C_n^2 \geq 1.10^{-14}$, le contraste se dégrade et il y a une perte de niveau d'intensité pour les deux systèmes. Au delà les comportements des deux systèmes sont similaires (similaire à l'étude sur [RSB](#)).

5.4 Mise en œuvre d'un imageur IFLM :choix des composants

Nous avons vu l'influence des différents bruits capteur et du niveau de turbulence sur l'instrument IFLM en étudiant différents scénarios simulés par le modèle direct.

Nous avons comparé ses performances avec celle d'un IFL dans les mêmes conditions d'applications. A même énergie déposée sur l'objet, les deux systèmes ont des performances similaires vis à vis de la turbulence et du bruit de photons. Le système IFLM est toutefois beaucoup plus sensible au bruit de détection de part le choix des traitements proposés.

Nous soumettons maintenant deux solutions techniques actuellement disponibles, étant donné les composants matériels existants (laser et caméra haute cadence), pour mettre en œuvre un système d'imagerie flash laser mosaïque capable de répondre aux performances spécifiques attendues comparées à celles de l'imagerie active conventionnelle. Cela nous permettra de conclure sur les apports et les limitations actuels d'un tel système.

5.4.1 Caractéristiques typiques d'un IFL

Comme nous l'avons déjà dit, les imageurs flash laser conventionnels sont des systèmes composés d'un émetteur et d'un récepteur distincts.

Le laser utilisé est typiquement un laser Nd :YAG travaillant à 1572 nm pour un sondage discret de la scène à sécurité oculaire. Il émet des impulsions d'une énergie de l'ordre de 60 mJ à une cadence de 20 Hz . La durée de chaque impulsion est typiquement de l'ordre de la dizaine de la nanoseconde [Exemple le laser ATID-1572,[7]]. Il existe d'autres types de sources fonctionnant à d'autres longueurs d'onde. Nous nous sommes limités dans cette étude, aux sources laser émettant dans le proche infrarouge afin d'avoir une DNRO (Distance nominale de risque oculaire) plus compatible d'un emploi opérationnel.

La détection est réalisée par une matrice CCD (Charge-Coupled Device). Cette dernière doit être capable de répondre à des rampes de tension d'une durée de l'ordre de la dizaine de ns et fait ainsi office d'obturateur rapide. La matrice **CCD** est typiquement constituée de 640×512 pixels de taille $20\text{ }\mu m$ de côté [Exemple une Caméra SWIR].

Les caractéristiques techniques représentatives d'un imageur flash laser conventionnel sont résumées Table 5.44.

Voie Émission	longueur d'onde (nm)	1572
	Énergie par impulsion (mJ)	60
	Durée d'impulsion (ns)	3
	Cadence (Hz)	20
	Divergence (mrad)	5
	Qualité spatiale du faisceau	≤ 5
Voie Réception	Pupille (cm)	20
	Focale (m)	0,6
	Technologie du détecteur	SWIR InGaAs
	Dimension pixel (μm)	20
	Résolution du détecteur	640×512
	IFOV (μrad)	33

TABLE 5.44 – Caractéristiques techniques d'un imageur flash laser.

L'application choisie ici est un char vu de face de dimensions approximatives de $2,3 \times 2,3 \text{ m}^2$. Sa dimension critique est de $2,3 \text{ m}$. Nous avons vu que d'après les critères de Johnson on distingue plusieurs degrés de vision de l'objet :

- **Détection** : Pour détecter la présence d'un objet, sa dimension critique doit être couverte par au moins 1,5 pixel.
- **Reconnaissance** : Pour être reconnu, un objet doit être couvert par au moins 6 pixels dans sa dimension critique.
- **Identification** : Pour cela, la dimension critique de l'objet doit être couverte par au moins 12 pixels.

Pour la détection, la reconnaissance et l'identification, cette dimension de $2,3 \text{ m}$ dans le plan de l'objet doit être couverte respectivement par 1,5 pixel, 6 pixels et 12 pixels. Cela donne :

- $1,5 \text{ pixel} / 2,3 \text{ m} = 0,7 \text{ pixels par mètre}$,
- $6 \text{ pixels} / 2,3 \text{ m} = 2,6 \text{ pixels par mètre}$,
- $12 \text{ pixels} / 2,3 \text{ m} = 5,2 \text{ pixels par mètre}$

La résolution spatiale appelée IFOV (Instantaneous Field of View) détermine la distance à laquelle la dimension critique d'un objet est couverte par le nombre voulu de pixels pour la détection, la reconnaissance ou l'identification. Dans notre cas d'étude si l'objectif possède une distance focale de $0,6 \text{ m}$ et le capteur un pas de $20 \mu m$, la résolution est de $33 \mu rad$. Or la distance maximale à laquelle le système IFL peut détecter, reconnaître ou identifier l'objet est égale à la dimension critique de l'objet divisée sur le nombre nécessaire de pixels pour le recouvrir, divisé par la résolution spatiale. Cela donne pour le système IFL une distance maximale de $2,5 \text{ km}$ pour l'identification et 5 km pour la reconnaissance de l'objet [Fig. 5.28].

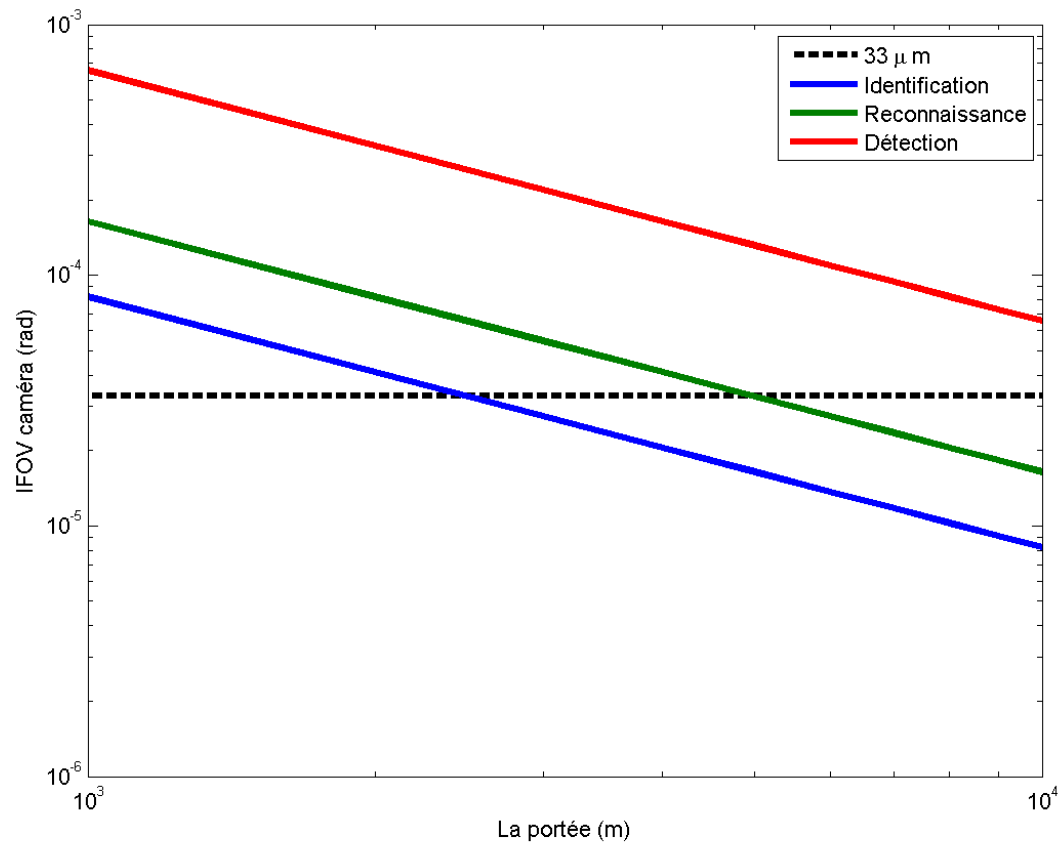


FIGURE 5.28 – IFOV caméra en fonction de la portée.

5.4.2 Analyse des besoins : choix des composants du système futur

L'intérêt d'un imageur flash laser mosaïque serait de « pouvoir augmenter le champ de vue et / ou la portée » du système flash laser. Pour cela, nous avons vu qu'à l'émission le laser solide est remplacé par un laser à fibre haute cadence et à la réception, c'est une caméra haute cadence, compatible de la cadence du laser utilisée.

Le laser à fibre est choisi suivant plusieurs critères. Tout d'abord la durée de l'impulsion laser doit être la plus courte possible ($\leq 10 \text{ ns}$) afin de n'observer qu'une tranche de scène et de réduire à sa valeur minimale la diffusion (simple) par l'atmosphère. La longueur d'onde est prise à $1,5 \mu\text{m}$ car elle assure la sécurité oculaire. Enfin la cadence de tir laser est choisie en fonction de l'énergie émise disponible à cette cadence. Cela va dépendre du domaine d'application et de l'objet à observer.

Le détecteur, quant à lui, doit remplir le cahier des charges suivant. Il doit être sensible à $1,5 \mu\text{m}$ avec un temps de pose inférieur à la μs et avoir une cadence de caméra élevée (dépendant de la cadence de la voie d'émission).

Le choix des composants du futur système va dépendre à la fois de la voie d'émission (par la puissance du laser) et de la voie de réception (par la fréquence d'échantillonnage spatial et temporel de la caméra).

5.4.3 Présentation détaillée des solutions retenues

Le choix d'une caméra rapide s'est porté sur la caméra Cheetah-640CL [[98]] introduite dans le Chapitre 2. C'est une caméra rapide capable de faire l'acquisition de 1730 images par seconde avec une résolution spatiale de 640×512 pixels et une taille de pixel de $20 \mu\text{m}$.

Le choix d'une source laser puissante s'est porté sur le laser Keopsys [[53]] qui émet une énergie moyenne par impulsion de $200 \mu\text{J}$ à 10 kHz (soit une puissance moyenne de 2 W).

Regardons le gain en termes de champs de vue et de portée de l'IFLM par rapport à l'IFL [5.44]. Si l'on considère que l'on a le même bilan énergétique (ou une même énergie déposée sur l'objet) :

$$\text{nbreTir} \times P_{IFLM} = P_{IFL} \quad (5.5)$$

Sachant que la cadence de l'IFL est de 20 Hz , alors :

$$\text{Cadence}_{IFLM} = 20 \text{ Hz} \times \text{nbreTir} = 20 \times \frac{P_{IFL}}{P_{IFLM}} \quad (5.6)$$

La courbe 5.29 trace le gain IFLM en termes de portée et de champ de vue éclairé en fonction de l'énergie moyenne ($E_m = P_{IFL} \times 20 \text{ en } W$) déposée par le système. La courbe gain = 1 limite le gain en terme de portée et de champs de vu du système. La courbe gain en champ correspond au gain du système IFLM en terme de champ de vue éclairé par rapport à l'IFL à iso-portée/iso-énergie, soit :

$$\text{Gain}_{\text{champ}} : \frac{\text{nbreTir} \times \text{div}_{IFLM}}{\text{div}_{IFL}} \geq \text{div}_{IFL} \sqrt{\frac{P_{IFLM}}{P_{IFL}}} \quad (5.7)$$

$$(5.8)$$

La courbe gain en portée correspond au gain du système en terme de portée par rapport à l'IFL à iso-champ/iso-

énergie, soit :

$$\text{Gain}_{\text{portée}} : \frac{L_{IFLM}}{L_{IFL}} \geq L_{IFL}^4 \sqrt{\frac{P_{IFLM}}{P_{IFL}}} \quad (5.9)$$

$$(5.10)$$

Nous retrouvons un gain égal à 1 à $60.10^{-3} \times 20 = 1,2 \text{ W}$ (énergie moyenne émise par l'IFL). Plus l'énergie moyenne déposée est élevée plus le gain en termes de champs de vue éclairé est important (dans la limite du détecteur FOV et du nombre de tir laser). Le gain réel en termes de portée est quant à lui plus faible avec un tel système.

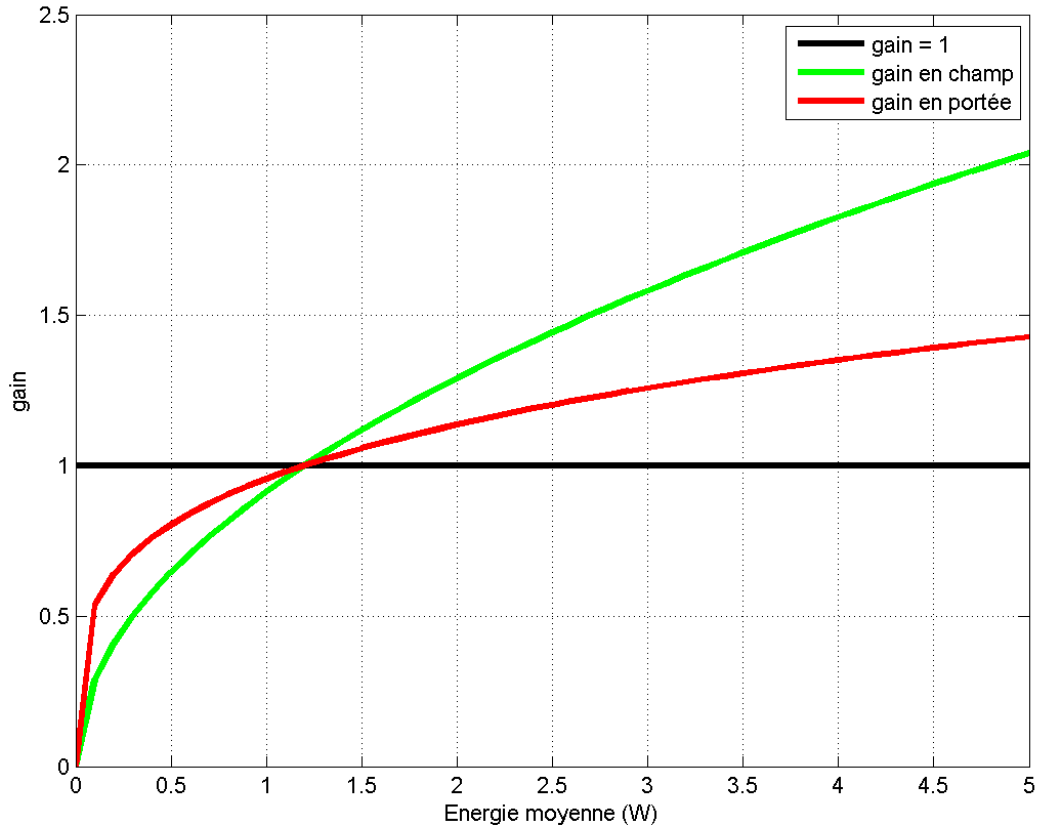


FIGURE 5.29 – Courbes du gain IFLM en fonction de l'énergie moyenne déposée en termes de champ de vue et de portée. La cadence IFL est de 20 Hz .

La courbe 5.30 donne la cadence IFLM en fonction du rapport P_{IFLM}/P_{IFL} : la courbe cadence minimale (Eq. 5.6) limite le gain en termes de portée et de champs de vue du système. Le cas n° 1 correspond à la solution 1 où la cadence du système IFLM est $\simeq 2 \text{ kHz}$ (cas où elle est limitée à la réception) et le cas n°2 correspond à la solution 2 où la cadence du système est de 10 kHz (cas où elle est limitée à l'émission). Dans le cas n° 1, nous trouvons un gain pour l'IFLM à partir de $P_{IFLM}/P_{IFL} \geq 0,01$ soit $P_{IFLM} = 0,6 \text{ mJ}$. Dans le cas n° 2, nous trouvons un gain à partir de $P_{IFLM}/P_{IFL} \geq 0,002$ soit $P_{IFLM} = 0,12 \text{ mJ}$. Ce qui signifie que nous n'avons pas de gain avec ces deux solutions choisies. En effet, pour avoir un gain du système par rapport à l'IFL avec une source laser d'énergie par impulsion $P_{IFLM} = 0,2 \text{ mJ}$ il faut à la réception une caméra avec un taux de répétition d'au moins 6 kHz . Une telle caméra SWIR n'est actuellement pas commercialisée. On trouve actuellement le type de caméra très rapide (plus de 10000 fps) et sensible à des longueurs d'onde comprises entre $0,9$ et $1,7 \mu\text{m}$ mais avec un temps d'exposition minimum très pénalisant pour des mesures IFL de jour ($\leq 10 \mu\text{s}$) [[34]]. Avec des temps d'exposition en dessous de la μs , les caméras SWIR disponibles ont une cadence maximum de 2000 Hz [[98]].

De même que pour avoir un gain du système en portée ou en champ de vue avec une caméra à 2 kHz , il faut que la source laser à l'émission est une énergie par impulsion d'au moins $0,6 \text{ mJ}$ à 2 kHz . Un tel laser à fibre n'est actuellement pas commercialisé. On trouve dans les laboratoires des lasers à fibre répondant au cahier des charges d'un système IFLM mais bien souvent ce sont des sources qui émettent à $1 \mu\text{m}$, et non à $1,57 \mu\text{m}$ car bien plus rares [[80][50] [94]]. Il y a par exemple, un laser développé par A. Piper et al. dans [6] de puissance de l'ordre de 10 W pour une énergie de $1,2 \text{ mJ}$ par impulsion et une longueur d'onde de 1075 nm . La qualité spatiale correspond à un paramètre M^2 inférieur à 5.

Ce que nous pouvons noter ici, c'est que plus le système IFLM aura une énergie par impulsion et/ou une cadence élevée plus il apportera un gain au système.

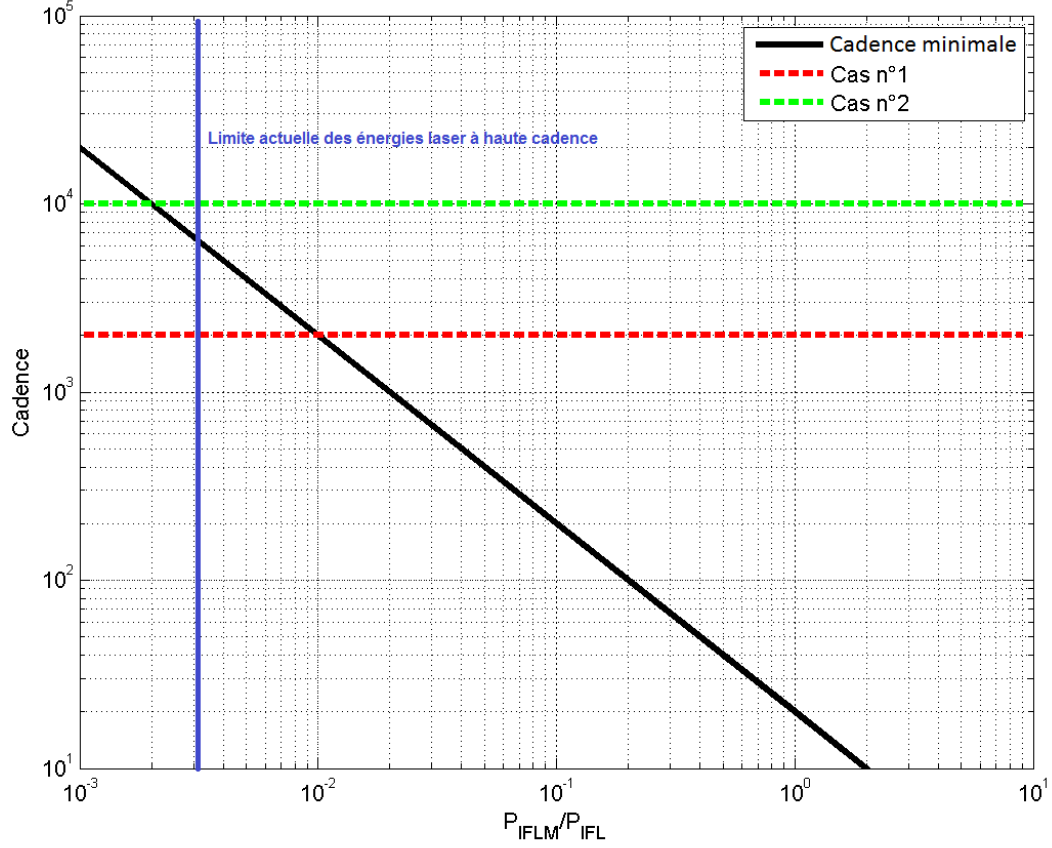


FIGURE 5.30 – Cadence IFLM en fonction du rapport P_{IFLM}/P_{IFL} : la courbe cadence minimale limite le gain en terme de portée et de champs de vu du système IFL. Le cas n° 1 correspond à la solution 1 avec une cadence de 2 kHz et le cas n°2 à la solution 2 avec une cadence de 10 kHz .

Comme nous avons travaillé à iso-énergie déposée, le bilan photométrique est respecté pour une même taille (métrique) du pixel donc le gain est le même à condition de modifier le grandissement du système.

5.4.4 Conclusion sur l'étude

L'implémentation d'un IFLM est difficilement réalisable avec les composants matériels actuellement disponibles. En effet, nous voyons que d'un côté, nous avons la possibilité d'utiliser des caméras rapides ($1 - 2 \text{ kHz}$) dont la résolution est suffisante à la réception mais qui nécessite d'avoir à l'émission des lasers à fibre avec des puissances très élevées ($> 1 \text{ mJ}$) et non disponibles actuellement (seulement en laboratoire). D'un autre côté nous avons la possibilité d'utiliser des lasers à fibre haute cadence ($\simeq 200 \text{ } \mu\text{J}$, 10 kHz , dans la limite de ce qui est actuellement disponible) mais cela nécessite d'avoir des caméras ultra-rapides avec une résolution suffisante ($> 50 \text{ kHz}$). Or il faut noter que les caméras, avec un temps d'exposition inférieur à la μs , ne sont pas assez cadencées pour une telle application.

A cela viennent s'ajouter des problèmes de stabilisation de la ligne de visée. En effet, l'acquisition IFLM de toute l'image dure au moins 50 ms (20 Hz - réf. IFL). Ce qui impose d'avoir une scène stationnaire pendant tout ce temps pour ne pas trop dégrader l'image ou d'avoir une cadence d'acquisition plus élevée. L'imagerie de cible mobile ou depuis un porteur mobile devient donc complexe, avec des précisions inférieures à un demi-pixel ($33 \text{ } \mu\text{m}$).

Chapitre 6

Conclusions et perspectives des performances de l'IFLM

Contents

6.1	Bilan de la thèse	199
6.1.1	Mise en œuvre d'un modèle direct	199
6.1.2	Évaluation des performances de l'IFLM	200
6.2	Perspectives de la thèse	203
6.3	Valorisation de la thèse	204

6.1 Bilan de la thèse

L'Onera a proposé en 2010 une nouvelle architecture d'Imagerie Flash Laser, appelée imagerie flash laser mosaïque (IFLM), afin de tenter de repousser les limitations de l'imagerie flash laser conventionnelle. C'est une architecture qui vise à augmenter le niveau de l'éclairement en utilisant des lasers à fibre moins divergeant opérant à beaucoup plus haute cadence, tout en maintenant identique le champ de vue en faisant l'acquisition de la scène par mosaïquage. L'objectif de la thèse a été de mettre en avant la faisabilité et la bonne adaptabilité de cette nouvelle architecture en s'appuyant sur une étude des phénomènes physiques influençant la mesure (atmosphère, turbulence, bruit capteur, ...).

La thèse décrit le développement d'un simulateur complet d'IFLM (« Acquisitions + Reconstruction de la scène ») validé par un code numérique. Puis, elle utilise le simulateur pour comparer cette technique aux techniques traditionnelles.

6.1.1 Mise en œuvre d'un modèle direct

Le modèle direct prend en compte la source laser gaussienne, sa déflexion, les fluctuations de l'éclairement dans le plan d'observation en raison la propagation du faisceau illuminateur dans une atmosphère turbulente et l'acquisition de l'image par le système de détection en incluant une approche simplifier pour prendre en compte les effets de la turbulence sur le trajet retour. Dans une gamme importante de perturbations atmosphériques ($10^{-17} \leq C_n^2 \leq 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$), le modèle considère à la fois la scintillation, l'élargissement du faisceau, le dépointage du faisceau (beam wandering), le speckle de cible, et le filtrage à la réception (optique et le détecteur) ainsi que

différents bruits (bruit de lecture, bruit photonique et bruit de numérisation).

Nous avons montré que les hypothèses et les approximations de la modélisation proposées dans la thèse (taux de scintillation Rytov $< 0,3$ pour l’aller et domaine isoplanétique $< \text{pixel}$ pour les cas de forte turbulence ou effet turbulent négligeable : r_0 tel que $\lambda/r_0 < \text{taille angulaire pixel}$, pour le retour) étaient compatibles des scénarios d’étude. De plus, dans ces conditions les modèles ont été comparés à un modèle de propagation par écrans de phase, avec une importante réduction du temps et de la complexité du calcul. Par ailleurs, le modèle direct a l’avantage de pouvoir produire à la fois des images simulées dans le cas d’un IFL (illumination plein champ) et dans le cas d’un IFLM (illuminations locales + balayages). Ce qui facilite l’étude physique du nouveau concept.

Une deuxième étape concerne la reconstruction de la scène à observer à partir de l’acquisition d’une mosaïque d’imagelettes (principe IFLM). Une première démarche a été de reconstruire la scène en prenant pour chaque pixel de la scène, la valeur maximale sur l’ensemble des imagelettes acquises (algorithme RMax). Cette méthode a l’avantage d’être la plus rapide mais du fait de la faible divergence du faisceau et de l’écart entre les scans, l’image apparaît inhomogène avec des effets de dôme sur l’image.

Une autre voie d’étude a été d’utiliser une méthode de restauration d’image basée sur la vraisemblance dans le domaine bayésien afin de construire une image homogène de la scène à partir de l’ensemble des imagelettes acquises par l’IFLM, en éliminant les effets de dôme sur l’image avec le moins de perte d’information possible. La méthode du maximum de vraisemblance (algorithme RTV et RL1L2) a été ici utilisée et adaptée à notre problème. Le code estime les caractéristiques (position, dimension, amplitude) du dôme d’éclairement de chaque imagelette. Une optimisation avec régularisation combine ensuite les informations des différentes imagelettes afin de restaurer l’image plein format exempte des variations d’éclairement et présentant un compromis bruit-résolution adapté.

Pour chaque image testée, nous faisons varier deux paramètres physiques qui nous paraissent être les plus limitant, dans la restauration de la scène totale : le niveau de bruit et le recouvrement total ou partiel de la scène par les imagelettes. Ce qui se traduit par des variations de la divergence du faisceau laser d’illumination et la résolution angulaire entre chaque tir laser. Dans le cas où les tirs laser sont proches, ces deux algorithmes ont l’avantage de reconstruire l’image de la scène en supprimant les effets de dôme d’éclairement laser sans perte de contraste.

Nous proposons une première validation de la restauration sur des mesures expérimentales réalisées pendant la thèse. Nous avons observé que RMAX ne nous permet pas voir les zones entre deux illuminations laser alors que les restaurations RTV et RL1L1 apportent de l’information dans l’image.

6.1.2 Évaluation des performances de l’IFLM

A l’issue de cette première étape, j’ai mis en œuvre un modèle direct permettant de simuler une IFLM et intégrant une méthode de reconstruction de l’image, le tout valider par simulation et résultats expérimentaux. J’ai ensuite utilisé cette chaîne complète pour évaluer les performances de l’IFLM et en particulier l’influence des bruits capteur ($\text{RSB} > 1$) et du niveau de turbulence ($10^{-30} < C_n^2 < 10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$) sur la portée à l’aide de critères de qualité d’image (RSB et contraste). Dans les mêmes scénarios, les performances ont été comparées à celle de l’IFL.

La configuration du balayage joue un rôle important dans la restauration de la scène. En effet, la restitution des niveaux d'une mire à barres n'est pas réalisée ce qui en modifie le contraste dès lors que l'écart d entre les tirs laser est grand (typiquement $d > \text{rayon du spot laser}$). En revanche, si les illuminations laser recouvrent « parfaitement » la scène (avec $d < \text{rayon du spot laser}$), la restauration de l'image permet de « retrouver » le contraste des mires.

Les meilleures performances de l'IFLM sont donc obtenues dans les conditions de fonctionnement suivantes :

1. lorsque la distance entre les tirs laser est inférieure ou égale au rayon du spot laser.
2. et lorsque les tirs laser sont en quinconce de manière à recouvrir suffisamment la scène avec un niveau de signal conséquent et ainsi éviter la propagation du bruit sur l'image restaurée.

— Effet du bruit de détection et du bruit de photons

Nous montrons que l'IFLM est moins sensible au bruit de photons qu'un système IFL et qu'un gain avec la restauration est observé. Nous montrons par ailleurs que les effets de scintillation du laser illuminateur augmentent le bruit du système (le RSB diminue avec l'augmentation de C_n^2). Ces effets là ne sont pas corrigés par l'algorithme de reconstruction proposé. En effet, la restauration de l'image apporte un gain réel en termes de RSB sur l'image jusqu'à un $C_n^2 = 10^{-14} m^{-2/3}$. Au delà de $C_n^2 = 1.10^{-14} m^{-2/3}$, nous n'observons plus de gain avec restauration de l'image car les effets de la turbulence atmosphérique dominent sur l'effet de dômes et sur les bruits capteur corrigés par la restauration. Nous montrons également que :

1. dans le cas où l'IFLM est limitée par le bruit de photons (cas à iso-densité d'énergie d'éclairement où $E_{IFL} = 14$ ou $20 mJ$), la restauration RL1L2 de l'image permet d'augmenter le rapport RSB du système.
2. dans le cas où l'IFLM est limitée par la turbulence (cas à iso-densité d'énergie d'éclairement où $E_{IFL} = 4 mJ$), la restauration RL1L2 n'améliore pas le bruit de scintillation.

Nous avons proposé une expression analytique du RSB en présence de turbulence (hors restauration) qui reproduit bien les effets.

— Étude du contraste d'une mire à barres

Cette étude a amené les mêmes conclusions : si la distance entre scans est inférieure au rayon du spot laser et le niveau de turbulence $C_n^2 \geq 10^{-14} m^{-2/3}$, les comportements de l'IFL et l'IFLM sont similaires.

— Solutions technologiques

Nous voyons donc que si la distance entre scans est inférieure à d , l'IFLM et l'IFL dans les conditions étudiées présentent les mêmes performances. Pour observer un gain en termes de champ de vue ou/et de portée il faut pouvoir travailler à des cadences beaucoup plus élevées. Nous avons évalué les gaps nécessaires et montrer qu'il n'existe pas à l'heure actuelle des caméras suffisamment rapides (typiquement $\geq 50 kHz$) et ou des sources laser suffisamment puissantes (typiquement quelques mJ pour des taux de répétition de $2 kHz$).

Les principales contributions de ces travaux sont :

- le développement d'un simulateur bout-en-bout d'images dégradées par la turbulence atmosphérique et le capteur, représentatif des IFL et IFLM. Il s'appuie sur des modélisation simplifiées adaptées au concept et aux scénarios d'étude.
- l'adaptation de méthodes d'inversion pour reconstruire une scène observée, à partir d'un ensemble d'acquisition d'images.
- l'évaluation d'un nouveau concept d'imagerie flash laser élaboré dans le but d'étendre les limites radiométriques d'un IFL conventionnel.

6.2 Perspectives de la thèse

Chronologiquement, différentes améliorations peuvent être apportées aux méthodes de restauration proposées.

— Amélioration de l'algorithme de restauration

Les algorithmes de restauration d'images RL1L2 et RTV ont été développées de façon modulaire. Dans le futur, d'autres méthodes de correction (restauration de dômes, turbulence atmosphérique et contraste) qui seront plus efficaces et plus rapides pourraient remplacer les modules concernés. Ces méthodes devraient permettre de réduire le bruit et d'améliorer le contraste afin d'obtenir une meilleure restauration sur les différentes zones de l'image et augmenter le gain pour des niveaux de turbulence plus importants (ici limité à $10^{-15} m^{-2/3}$).

En particulier, une méthode type méthode itérative fractale (FrIM : Fractal Iterative Method) [[10]] permettrait d'exploiter les *a priori* sur la turbulence atmosphérique. Cela permettrait par exemple de reconstruire la scène observée lorsque les écarts entre les tirs laser sont importants ou lorsque la turbulence atmosphérique est très importante en particulier la scintillation de l'illumination.

De plus, nous avons noté que pour qu'une méthode de restauration du système IFLM, il faudrait une méthode de restauration quasi-temps réel. A long terme, nous envisagerons donc de réduire ce temps de calcul.

— Compléments de modélisation

Nous envisageons également d'améliorer le modèle direct utilisé dans notre évaluation. En effet, la prise en compte de dégradations de l'image supplémentaires, de textures de la cible et de mauvaises conditions de visibilité permet d'avoir une meilleure évaluation des phénomènes physiques mis en jeu et représentatifs d'un imageur flash laser mosaïque. Cela permettrait par exemple de simuler des scènes dans des conditions dégradées (brouillard, pluie, neige, ...) par une modélisation plus complexe.

— Amélioration de l'éclairage

Une autre voie d'étude serait la mise en forme des faisceaux (homogénéisateur de faisceau, type top hat) pour limiter les effets de dôme sur l'image.

— Validation expérimentale

La mise en place terrain d'un dispositif expérimental visant à représenter un imageur flash laser mosaïque doit permettre de valider le modèle direct et l'évaluation faite sur le système. Pour cela, nous avons soumis une solution en tenant compte des composantes matériels existantes. Cette solution ne permettent pas d'atteindre les performances de l'IFLM, mais serait nécessaire pour une étude expérimentale du système.

— Métrique de performances d'IFL (au sens large)

Nous avons pendant la thèse utilisé des métriques de qualité image finalement peu spécifiques à l'imagerie active. La comparaison des deux techniques a été essentiellement qualitative, des métriques plus appropriées s'avèreront indispensables pour une comparaison plus poussée.

6.3 Valorisation de la thèse

Article de journal :

Nicolas Lermé, François Malgouyres, Dominique Hamoir and Emmanuelle Thouin, *Bayesian image restoration for mosaic active imaging*, Inverse Problems and Imaging 8(3) :733-760, August 2014. HAL Id : hal-00758753

Articles de conférences internationales :

Nicolas Lermé, François Malgouyres, Emmanuelle Thouin and Dominique Hamoir, *Numerical study of an optimization problem for mosaic active imaging*, Proceedings of International Conference on Image Processing (ICIP),5, June 2014. HAL Id : hal-00935725v3

Emmanuelle Thouin, Marie-Thérèse Velluet, Laurent Hespel, Xavier Briottet, Dominique Hamoir and François Malgouyres, *Mosaic active imaging : Direct physical modelling, image reconstruction, and experimental assessment*, SPIE Laser Radar Technology and Applications XIX, June 2014.

Emmanuelle Thouin, Marie-Thérèse Velluet, Laurent Hespel, Xavier Briottet, Dominique Hamoir and François Malgouyres, *Mosaic active imaging : direct physical modelling and image reconstruction*, OSA Imaging Systems and Applications, July 2014.

Article en cours d'élaboration :

Marie-Thérèse Velluet, Emmanuelle Thouin, and Michel Fraces, *Fast laser beam intensity patterns generation through weak turbulence*, Optics letters Journal, 2015.

REFERENCES

- [1] Analyse des résultats obtenus lors de la campagne de validation de piaf : propagation a travers la turbulence. *Rapport Onera RT 8/10901 - Capetima -RT - 0122 - DOTA*.
- [2] A.Delteil and J.P.Fouilloy. *Systemes optroniques passifs - Cameras thermique*. Techniques de l'ingenieur, 1996.
- [3] A.M.Quarteroni and all. *Méthodes Numériques : Algorithmes, analyse et applications*. Springer Verlag, 2006.
- [4] L. C. Andrews and all. Theory of optical scintillation. *Journal of Optical Society of America*, Vol. 16, Issue 6, pages 1417–1429, 1999.
- [5] L. C. Andrews and R. L. Phillips. *Laser Beam Propagation through Random Media, Second Edition*. Spie Press Book, 2005.
- [6] A.Piper and all. 1.2 mj, 37 ns single-moded pulses at 10 khz repetition rate from a q-switched ytterbium fiber laser. *Optical Society of America*, pages 1–3, 2004.
- [7] Arete Associates. *ATID1572Brochure v1.0*.
- [8] G. Baker. Gaussian beam weak scintillation : low-order turbulence effects and applicability of the rytov method. *J.Opt. Soc. Am. A. Opt. Image Sci. Vis.*, pages 395–417, Feb 2006.
- [9] I. Baker and all. Advanced infrared detectors for multimode active and passive imaging applications. *Proc. SPIE 6940, Infrared Technology and Applications XXXIV*, pages Vol. 6940 69402L–1, 2008.
- [10] C. Bechet and all. Frim : minimum-variance reconstructor with a fractal iterative method. *Proceeding SPIE 6272, Advances in Adaptive Optics II*, 2006.
- [11] G. Berginc. Procédé d'identification par profilometrie laser, fr 06 02117, juin 2009. WO 2007/1 01816.
- [12] E. Bernard and all. Active and thermal imaging performances under bad weather conditions, Janvier 2014. <http://oatao.univ-toulouse.fr/>.
- [13] D. Bonnier and all. On the safe use of long-range laser active imager in the near-infrared for homeland security. *Intervention Sous-Marine ISM 90*, page 9, Fév 2006.
- [14] S. Breugnot. Procédé d'imagerie laser active, 2001. <http://www.google.com/patents/EP1089090A1?cl=fr>.
- [15] J. Busck. Underwater 3-d optical imaging with a gated viewing laser radar. *Optical Engineering*, page 44 (11), Novembre 2005. <http://opticalengineering.spiedigitallibrary.org/article.aspx?articleid=1101840>.
- [16] S. Chang and all. Automatic license plate recognition. *Intelligent Transportation Systems, IEEE Transactions on*, pages 42 – 53, 2004.
- [17] F. Chassat. Optical propagation through atmospheric turbulence : moral study and application of anisoplanatism in adaptative optics., 1992. PhD Thesis University of Paris.
- [18] S. F. Clifford. The classical theory of wave propagation in a turbulent medium. *Laser Beam Propagation in the Atmosphere*, pages 9–43, Jul 2005.
- [19] J. W. Coltman. The specification of imaging properties by response to a sine wave input. *J. Opt. Soc. Am.* 44, 468, 1954.
- [20] L. Components. Electro-optic deflector q-switch, 2014. <http://www.lasercomponents.com/fr/>.
- [21] G. Demoment. Image reconstruction and restoration : overview of common estimation structures and problems. *Acoustics, Speech and Signal Processing, IEEE Transactions on*, pages 2024 – 2036, 1989.
- [22] L. Denis. and all. Fast model of space-variant blurring and its application to deconvolution in astronomy. *Image Processing (ICIP), IEEE International Conference on*, pages 2817 – 2820, 2011.

- [23] D.P.Bertsekas. *Nonlinear Programming*. Athena Scientific, second edition, 2003.
- [24] D. Edouart. Imagerie flash laser (ifl) dans l'atmosphère turbulente. étude des fluctuations de l'éclairement dans le plan image, 2004. PhD Thesis University of Toulouse.
- [25] D. Engstrom and all. Fast beam steering with a ferroelectric-liquid-crystal optical phased array. *Optical Society of America*, pages 1721–1726, March 2009.
- [26] O. et defense. Les système d'imagerie. <http://optronique.net/defense/category/systeme/imagerie>.
- [27] R. Fante. Electromagnetic beam propagation in turbulent media : An update. *Proceedings of the IEEE, Volume 68*, pages 1424 – 1443, 1980.
- [28] FLIR. L'imagerie thermique - une technologie prete á conquerir le reste du monde. http://www.flir.com/uploadedfiles/Eurasia/MMC/Appl_Stories/AS_0007_FR.pdf.
- [29] D. L. Fried. Statistics of a geometric representation of wavefront distortion. *Journal of the Optical Society of America, Vol. 55, Issue 11*, pages 1427–1431, Nov 1965.
- [30] D. L. Fried. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures. *Journal of Optical Society of America, Volume 56 Issue 10*, pages 1372–1379, Oct 1966.
- [31] G. J. Friel and all. Q-switching of a diode-pumped nd :yv04 laser using a quadrupole electro-optic deflector. *Applied Physics B Lasers and Optics, Volume 67*, pages 267 – 270, May 1998.
- [32] G.Gaussorgues. *La thermographie infrarouge. Principes, Technologie, Applications, 4eme edition*. Tec Doc Lavoisier, 2004.
- [33] P. I. P. GmbH. Data sheet for piezo tip/tilt platform (s-330, s-325). <http://piceramic.com/product-detail-page/s-330-300700.html>.
- [34] Goodrich. Su320msw - 1.7 rt snapshot ingaas swir, mini camera with windowing. http://www.polytec.com/fileadmin/user_uploads/Products/Kameras_und_Zubehoer/NIR-Kameras/Documents/PH_OS_SU_4110-0066_I_SU320MSW-1.7RT.pdf.
- [35] C. Grenwall1 and all. Measurements and analysis of active/passive multispectral imaging. *Proc. of SPIE Vol. 8897 889705-1*, 2013.
- [36] D. Hamoir. Imagerie active mosaïque imagerie flash laser offrant un champ de vue élargi, 2009. http://www.onera.fr/sites/default/files/Fiche_Brevet_ndeg8.pdf.
- [37] D. Hamoir. Procédé et système d'imagerie active à champ large, fr 2944 363, octobre 2010. Patent WO2010119225.
- [38] W. Han and all. Transmissive beam steering through electrowetting micropillar arrays. *Optics Communications, Volume 283, Issue 6*, pages 1174 – 1181, Nov 2009.
- [39] D. M. He and G. G. L. Seet. Divergent-beam lidar imaging in turbid water. *Optics and Lasers in Engineering*, pages 217 – 231, (41) 2001.
- [40] M. Henriksson. Detection probabilities for photon-counting avalanche photodiodes applied to a laser radar system. *Appl Opt.*, pages 44(24) :5140–7, Aug 2005.
- [41] L. Hespel and all. Comparison of a physics-based bil simulator with experiments. *Proc. SPIE 7382, International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2009 : Laser Sensing and Imaging, 73822S*, Aug 2009.
- [42] G. Holst and T. Lomheim. *CMOS/CCD Sensors and Camera Systems (PM208)*. SPIE The International Society for Optical Engineering ; 2 edition, 2011.
- [43] G. C. Holst. *CCD Arrays, Cameras, and Displays*. JCD Pub, 1996.
- [44] G. C. Holst. *Sampling, Aliasing, and Data Fidelity*. JCD Pub, 2000.
- [45] Intevac. Intevac photonics - the leader in digital low-light imaging sensors and systems for the defense industry. <http://www.intevac.com/intevacphotonics/>.
- [46] J.Hadamard. *Lectures on Cauchy's Problem in Linear Partial Differential Equations*. Yale University Press, 1923.
- [47] J.Idier. *Bayesian Approach to Inverse Problems*. Wiley-ISTE, 2008.
- [48] J.M.Conan and all. Deconvolution of adaptive optics images with imprecise knowledge of the point spread function : results on astronomical objects. *Astronomy with adaptive optics : present results and future programs, vol. 56 ESO Conference and Workshop Proceedings*, pages 121–132, 1999.

- [49] J. Johnson. Analysis of image forming systems. *Image Intensifier Symposium, AD 220160*, pages 244–273, 1958.
- [50] J.P.Cariou and all. Laser source requirements for coherent lidars based on filter technology. *C. R. Physique*, pages 1–5, 2006.
- [51] J.Snyman. *Practical Mathematical Optimization : An Introduction to Basic Optimization Theory and Classical and New Gradient-Based Algorithms (Applied Optimization)*. Springer edition, 2005.
- [52] Keopsys. Keopsys - pulsed erbium fiber laser, 2014. <http://www.keopsys.com/uploads/images/PDF/datasheet/PEFL-MIRVISION.pdf>.
- [53] Keopsys. Keopsys - pulsed erbium fiber laser, 2014. <http://www.keopsys.com/uploads/images/PDF/datasheet/PEFL-MIRVISION.pdf>.
- [54] G. Kervern and A. Legall. Application du laser a la detection sous-marine : Experimentation d'un imageur. *Intervention Sous-Marine ISM 90*, page 7, Dec 1990.
- [55] L.Armijo. Minimization of functions having lipschitz continuous first partial derivatives. *Pacific Journal of Mathematics*, pages 1–3, 1966.
- [56] L.M.Mugnier and all. Myopic deconvolution from wavefront sensing. *Journal of the Optical Society of America A, Volume 18*, pages 862–872, 2001.
- [57] L.M.Mugnier and all. Mistral : a myopic edge-preserving image restoration method, with application to astronomica adaptive optics corrected long-exposure images. *Application to Astronomica Adaptive Optics Corrected Long-Exposure Images*, pages 1841–1854, 2004.
- [58] L.M.Mugnier and all. Mistral : a myopic edge-preserving image restoration method, with application to astronomical adaptive-optics-corrected long-exposure images. *Journal of the Optical Society of America A, Volume 21 (10)*, pages 1841–1854, Octobre 2004.
- [59] L. ltd. Data sheet for electro-optic deflector, 2013. http://www.leysop.com/eod_q_switch.htm.
- [60] G. F. . Marshall and G. E. . Stutz. *Handbook of Optical and Laser Scanning, Second Edition*. CRC Press, 2011.
- [61] J. M. Martin and all. Intensity images and statistics from numerical simulation of wave propagation in 3-d random media. *Applied Optics, Vol. 27, Issue 11*, pages 2111–2126, 1988.
- [62] A. Mazouchi. *Feasibility of Single Atom. Imaging in an Optical Lattice*. M. Sc. Thesis, University of Toronto, 2007.
- [63] A. Michelson. *Studies in Optics*. University of Chicago Press, 1927.
- [64] M.Nashed. Operator-theoretic and computational approaches to ill-posed problems with applications to antenna theory. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, pages 220–231, 1981.
- [65] N.Champagnat. Différences finies et analyse numérique matricielle : cours d'harmonisation en imafa. <http://iecl.univ-lorraine.fr/~Nicolas.Champagnat/Harmo.pdf>.
- [66] Y. Nesterov. Structure of the temperature field in turbulent flow. *Soviet Mathematics Doklady, Vol. 27*, pages pp. 372–376, 1983.
- [67] N.Lerme and all. Bayesian image restoration for mosaic active imaging. *Journal Inverse Problems and Imaging*, pages 733–760, 2014.
- [68] R. J. Noll. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Journal of Optical Society of America, Vol. 66, Issue 3*, pages 207–211, Mar 1976.
- [69] R. J. Noll. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *Journal of Optical Society of America Vol 66 Issue 3*, page 207 211, Mar 1976.
- [70] A. M. Obukhov. Structure of the temperature field in turbulent flow. *DTIC Document*, Jul 1968.
- [71] Obzerv. Obzerv - cameras actives de vision de nuit crenelage spatial. <http://www.obzerv.com/produits/>.
- [72] A. Opto-Electronic. Operating manual and test sheet dtsxy, 2009. <http://www.toptical.com.tw/web66/file/1358/upload/Download/6DetectionsSensors/AOModAA.pdf>.
- [73] P.G.Ciarlet and J.L.Lions. *Introduction à l'analyse numérique matricielle et à l'optimisation*. Sciences Sup, Dunod, 2007.
- [74] I. Photonics. Ipg photonics - peff-luskenn 1.5 μm pulsed high power fiber laser, 2014. <http://www.lea-photonics.com/uploads/PDF/PEFL-LUSKENN.pdf>.

- [75] QUANTEL. Compact folded resonator pulsed nd :yag laser, fev 2015. .
- [76] N. Riviere and all. Modelling of an active burst illumination imaging system. *Proc. SPIE 7382, International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2009 : Laser Sensing and Imaging, 73822S*, Aug 2009.
- [77] N. Riviere and all. Modelling of an active burst illumination imaging system. *Proc. SPIE 7835 Electro-Optical Remote Sensing Photonic Technologies and Applications IV 783509*, Octobre 2010. <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=1347893>.
- [78] C. Robert and all. Retrieving parameters of the anisotropic refractive index fluctuations spectrum in the stratosphere from balloon-borne observations of stellar scintillation. *Journal Optical Society America A*, (25) 2008.
- [79] H. Robert. *Chapter 14 : Imaging and Image-based Perception*. Combat Systems vol. 1 : Sensors, 2005.
- [80] R.Su and all. Kilowatt high average power narrow-linewidth nanosecond all-ber laser. *High Power Laser Science and Engineering*, pages 1–5, 2014.
- [81] Rytov and all. *Principles of statistical radiophysics 2*. Springer-Verlag New York Inc.,New York, NY, 1988.
- [82] E. Sauty and A. Peres. Dispositif de guidage différentiel par imagerie active laser, oct 2012. EP Patent App. EP20,120,164,966.
- [83] N. Schwartz. Precompensation des effets de la turbulence par optique adaptative : application aux liaisons optiques en espace libre, 2009. PhD Thesis University of Nice.
- [84] G. Security. Night vision device. <http://www.globalsecurity.org/military/systems/ground/nvg.htm>.
- [85] S. Sensors. Bil - advanced airborne burst illumination ladar. http://www.selex-es.com/documents/737448/17673956/body_mm07872_Burst_Illumination_Ladar_BIL_LQ_.pdf.
- [86] N. R. Smith and all. Agile wide-angle beam steering with electrowetting micropisms. *Optics Express*, Vol. 14, Issue 14, pages 6557–6563, Jul 2006.
- [87] S.M.Stigler. Gauss and the invention of least squares. *The Annals of Statistics*, pages 465–474, 1981.
- [88] O. K. Steinvall and all. Gated viewing for target detection and target recognition. *Proc. SPIE 3707, Laser Radar Technology and Applications IV, 432*, April 1999.
- [89] C. Tan and all. A novel application of range-gated underwater laser imaging system (ulis) in near-target turbid medium. *Optics and Lasers in Engineering*, pages 995 – 1009, (43) 2004.
- [90] E. Thiébaud. Optimization issues in blind deconvolution algorithms. *Proceeding SPIE 4847, Astronomical Data Analysis II*, pages 174–183, 2002.
- [91] H. D. Tholl. Novel laser beam steering techniques. *Proc. SPIE 6397 Technologies for Optical Countermeasures III 639708*, Oct 2006.
- [92] E. Thouin and all. Mosaic active imaging : direct physical modelling and image reconstruction. *Optical Society of America, Imaging and Applied Optics*, 2014.
- [93] C. Titus and all. Efficient accurate liquid crystal digital light deflector. *Proc. SPIE 3633, Diffractive and Holographic Technologies Systems and Spatial Light Modulators VI*, page 244, June 1999.
- [94] B. N. Upadhyaya. High-power yb-doped continuous-wave and pulsed fibre lasers. *PRAMANA, journal of Physics*, pages 15–27, 2014.
- [95] M. Velluet and all. Coherent illumination for wavefront sensing and imaging through turbulence. *Proc. SPIE 6708, Atmospheric Optics : Models, Measurements, and Target-in-the-Loop Propagation, Volume 670808*, Septembre 2007.
- [96] J. C. Wyngaard. *Turbulence in the Atmosphere*. Cambridge University Press, 2010.
- [97] J. C. Wyngaard and all. Behavior of the refractive-index-structure parameter near the ground. *Journal of the Optical Society of America, Volume 61 (12)*, pages 1646–1650, Octobre 1971.
- [98] Xenics. Xenics - ultra high speed cheetah-640cl for real-time motion analysis, 2014. <http://www.xenics.com/sites/default/files/leaflets/xb-00806cheetah-640clrdlowres0.pdf>.
- [99] Y.Chen and all. A coupled minimization problem for medical image segmentation with priors. *International Journal of Computer Vision*, pages 259 – 272, 2007.
- [100] H. T. Yura. Physical model for strong optical-amplitude fluctuations in a turbulent medium. *Journal of Optical Society of America, Vol. 64, Issue 1*, pages 59–67, Jan 1974.
- [101] H. T. Yura. Optimum truncation of a gaussian beam for propagation through atmospheric turbulence. *Applied Optics, Vol. 34, Issue 15*, pages 2774 – 2779, 1995.

L'étude de performances d'une nouvelle technique d'imagerie flash laser : l'imagerie flash laser mosaïque

Une nouvelle architecture d'Imagerie Flash Laser, appelée imagerie flash laser mosaïque (IFLM) consistant à visualiser une scène par acquisition rapide de petites zones ou imagerie a été développée à l'ONERA. Par rapport à l'imagerie Flash laser traditionnelle qui acquiert en une seule fois toute la scène, cette technique permet d'augmenter le niveau de l'éclairement sur chaque imagerie mais nécessite de couvrir l'ensemble de la scène d'étude avec une haute cadence d'échantillonnage spatiale.

Cette thèse a pour but d'évaluer les performances de ce nouveau concept puis de les comparer à l'imagerie flash laser classique.

Dans une première étape, un simulateur complet d'IFLM (Modèle de formation d'image incluant les algorithmes de reconstruction de la scène) a été développé afin de synthétiser tous les phénomènes intervenant dans la formation des images acquises par la caméra puis de réaliser les traitements de restauration nécessaires afin de s'affranchir des artefacts introduits par cette technique. La simulation des images en entrée instrument prend en compte la forme du faisceau de la source, le type de balayage, le canal de propagation (transmission atmosphérique et turbulence) et enfin des bruits instrumentaux. Afin de reconstituer une image complète de la scène à partir des imagerie, trois méthodes de restauration ont été comparées montrant l'apport de notre méthode d'optimisation avec contrainte RL1L2.

Dans une seconde étape, ce simulateur bout-en-bout a été utilisé afin de sélectionner le balayage optimal du faisceau laser pour obtenir la meilleure qualité d'image. Nous avons montré qu'un balayage en quinconce était préférable à un balayage en ligne.

Dans une troisième étape, les performances en termes de rapport signal-à-bruit et de contraste ont été évaluées et comparées à des images acquises par imagerie flash laser classique. Les résultats obtenus sur des images synthétiques ont montré que les performances entre ces deux techniques étaient comparables.

Enfin, une analyse est menée sur l'étude des performances d'un tel système en tenant compte des technologies disponibles. Compte tenu des caractéristiques actuelles des sources laser et détecteurs, l'imagerie flash laser mosaïque montre son intérêt lorsqu'il faut couvrir un large champ de la scène présentant de faibles évolutions temporelles.

Mots-clés : IMAGERIE ACTIVE ; SIMULATION ; TURBULENCE ; MÉTHODE D'INVERSION AVEC CONTRAINTES ; CRITERES DE COMPARAISON

Evaluation of the performances of an innovative flash laser imaging technic made by mosaicking

Flash active imaging can be used for surveillance or target identification at long range and low visibility conditions. Its principle is based on the illumination of a scene with a pulsed laser which is then backscattered to the sensor. The signal to noise ratio and contrast of the object over the background are increased in comparison with passive imaging. Even though, range and field of view (FOV) are limited for a given laser power. The new active imaging system presented here aims at overcoming this limitation. It acquires the entire scene with a high-speed scanning laser illumination focused on a limited region, whereas at each scan the full frame active image is acquired. The whole image is then reconstructed by mosaicking all these successive images. A evaluation of the performances of this system is conducted by using a direct physical model of this so-called "mosaic active imaging". This End-to-End model, realistic in terms of turbulence effects (scintillation, beam wandering, ...), gives us a sequence of images a synthetic scenes. The reconstruction of the entire scene is based on a minimization scheme. The performances of this new concept are compared to those of a conventional flash active camera by using usual metrics (Johnston's criteria, SNR, ...)

Keywords : ACTIVE IMAGING ; END-to-END MODEL ; TURBULENCE ; MINIMIZATION USUAL METRICS